



Estadística de ruptura de dielèctrics nanolaminats

Memòria del Projecte Final de Carrera d'Enginyeria Electrònica

realitzat per Adrià Conde Giménez

i dirigit per Jordi Suñé Tarruella

Bellaterra, gener de 2011

ÍNDIX

1	Introducció	4
1.1	Necessitat dels dielèctrics “high-K”	4
1.2	Òxid de porta basat en nanolàmines.....	6
1.3	Fiabilitat dels dispositius MOS	7
1.4	Estadística de la ruptura del dielèctric.....	9
1.5	Objectius del projecte	11
2	Model percolatiu de cel·les per aïllants d’una sola capa.....	13
2.1	Generació de defectes a l’òxid a tensió constant	15
2.2	Model analític de la distribució de ruptura dielèctrica a tensió constant..	17
2.3	Justificació dels camins columnars en el model de cel·les	21
3	Estrès sota rampa de tensió.....	25
3.1	Generació de defectes a l’òxid amb rampa de tensió	25
3.2	Model analític de la distribució de ruptura dielèctrica amb rampa de tensió	28
3.3	Relació entre les distribucions de ruptura amb estrès a tensió constant i rampa de tensió	31
3.4	Discussió en funció dels defectes generats al dielèctric.....	33
3.5	Corroboració dels resultats amb altres procediments.....	34
4	Model percolatiu de cel·les per aïllants multicapa	37

4.1	Model analític de la distribució de ruptura dielèctrica a tensió constant..	40
4.2	Model analític de la distribució de ruptura dielèctrica amb rampa de tensió	43
4.3	Relació entre les distribucions de ruptura de l'aïllant nanolaminat i dels aïllants que el constitueixen	45
5	Models alternatius	48
5.1	Model amb diferents tensions per cada capa de l'aïllant	48
5.2	Model d'acceleració en funció del camp elèctric	52
6	Mesures experimentals	59
6.1	Sistema emprat per realitzar les mesures	59
6.2	Distribucions de ruptura experimentals	61
6.3	Equivalència entre temps de ruptura i càrrega injectada	63
6.4	Determinació del factor d'acceleració m	65
6.5	Ajust dels resultats experimentals amb els models percolatius	68
6.6	Discussió dels resultats	72
7	Conclusions	74
8	Referències	76
9	Annexes	78

1 INTRODUCCIÓ

1.1 Necessitat dels dielèctrics “high-K”

Durant dècades l'òxid de silici SiO_2 ha estat utilitzat com a material aïllant de porta en els dispositius MOS. El seu principal avantatge respecte altres materials és que no requereix un procés tecnològic complex en la fabricació dels dispositius, ja que correspon a l'òxid natural del silici, material utilitzat en els substrats. Així doncs no és necessari dipositar el dielèctric sobre el substrat, sinó que es fa créixer amb un procés d'oxidació controlada, obtenint una interfície entre l'òxid i el semiconductor amb molts menys defectes, anomenats estats interfacials, que redueixen la mobilitat dels portadors en el canal.

Però el continu escalat dels dispositius MOS ha desencadenat en una situació límit, en la que ja no és possible reduir més l'espessor de l'òxid dielèctric, mantenint les propietats elèctriques, ja que el corrent de fuga de porta, degut a l'anomenat efecte túnel dels electrons, a través del dielèctric, té molta rellevància per espessors petits.

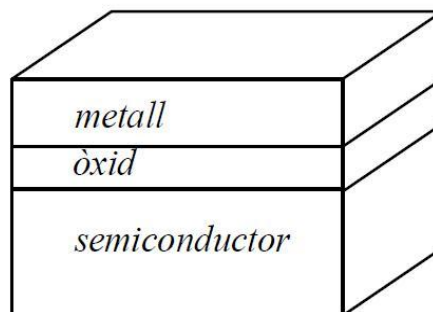


Figura 1-1– Estructura MOS

A la Figura 1-1 es mostra l'estructura d'un dispositiu MOS. Aquest es comporta com una capacitat de plaques paral·leles amb

$$C_{ox} = \frac{K\epsilon_0 A}{t} \quad \text{Eq 1-1}$$

on:

- ϵ_0 és la permitivitat del buit.

- K és la constant dielèctrica relativa del material aïllant.
- A correspon a l'àrea de la porta.
- t és l'espessor del material dielèctric entre la porta i el semiconductor.

A partir de l'estructura MOS, es pot crear un transistor MOS amb només afegir dues regions, de dopatge invers al substrat, que actuaran com a font (*Source*) i drenador (*Drain*). El transistor de la Figura 1-2 correspon a un NMOS (o transistor de canal N), ja que està fabricat a partir d'un substrat P.

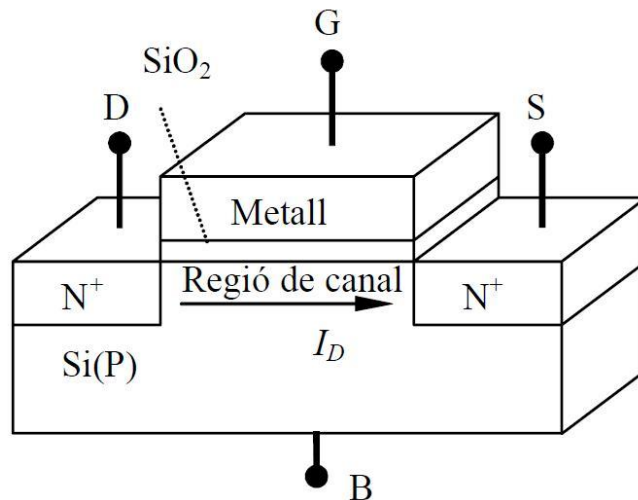


Figura 1-2– Transistor MOS de canal N

En les aplicacions digitals els transistors MOS treballen, principalment, en les regions de tall i saturació. En tall no circula corrent entre la font i el drenador ($I_D=0$). Mentre, que en saturació, el corrent del canal es pot aproximar per

$$I_D = \frac{1}{2} \frac{W}{L} \mu_n C_{OX} (V_{GS} - V_T)^2 \quad \text{Eq 1-2}$$

on:

- W és l'amplada del canal del transistor.
- L és la longitud del canal.
- μ_n correspon a la mobilitat dels electrons.

- C_{ox} és la capacitat de l'òxid, determinat per Eq 1-1.
- V_{GS} és la tensió aplicada entre la porta i la font del transistor.
- V_T és la tensió llindar del transistor.

De Eq 1-2 se'n dedueix la importància que té el valor de la capacitat C_{ox} , ja que el corrent del transistor en depèn proporcionalment. En l'estratègia d'escalat, amb camp elèctric constant, al reduir la longitud del canal un factor $1/\alpha$, cal augmentar la capacitat de l'òxid per unitat d'àrea en un factor α .

Per tant, per aconseguir aquest valor de C_{ox} , s'ha de reduir el gruix de l'òxid de porta. Així s'ha fet durant dècades, però en l'actualitat, s'han assolit gruixos de pocs àtoms d'espessor, i com ja s'ha comentat, s'han accentuat els problemes deguts als corrents de fuites a través de l'òxid de porta, provocats per efecte túnel.

És aquest el motiu que ha fet plantejar noves vies per poder seguir escalant els dispositius MOS, sense haver de degradar el comportament elèctric, i mantenint el control electrostàtic del canal. Una manera de seguir reduint les dimensions del transistor, sense haver de reduir el gruix de l'òxid de porta, i sense perjudicar el valor de C_{ox} , és a través de la constant dielèctrica relativa K . És a dir, buscant nous materials que actuïn com a òxids de porta, amb una K major que la de l'òxid de silici ($K=3.9$).

Aquests dielèctrics, a diferència de l'òxid de silici, no creixen per oxidació natural a partir del silici del substrat, sinó que s'han d'utilitzar tècniques de dipòsit, com per exemple l'anomenada *atomic layer deposition* (ALD), que és la tècnica amb la que s'han fabricat les estructures que estudiarem en aquest projecte. En general, la qualitat de la interfície disminueix molt en els dielèctrics dipositats.

En l'actualitat s'està investigant amb diferents materials dielèctrics, com ara HfO_2 , ZrO_2 , Al_2O_3 , Ta_2O_5 , entre d'altres, per trobar aquell que ofereixi unes millors propietats per substituir l'òxid de silici.

1.2 Òxid de porta basat en nanolàmines

Tot i utilitzar materials high- K pel dielèctric, per preservar la qualitat de la interfície entre l'òxid i el semiconductor, s'utilitza una capa d'òxid de silici SiO_2 de poques dècimes de nanometre de gruix, que creix per oxidació tèrmica en contacte amb

el semiconductor del substrat. Sobre aquesta capa és on es disposa posteriorment la capa de material high-K. El resultat és un òxid de porta format a partir, d'almenys, dues capes de materials dielèctrics diferents (*stack*).

D'altra banda, resulta interessant disposar de diferents materials dielèctrics high-K, i a través de l'enginyeria de materials, poder combinar-los i aconseguir un dielèctric amb les millors propietats possibles [10]. Per explicar com és possible fer-ho, agafem com a exemple el cas de dos materials com ara l'Alúmina, (Al_2O_3), i l'òxid d'Hafni, (HfO_2), que són els materials que estudiem en aquest projecte.

El material Al_2O_3 té unes excel·lents propietats, com són una gran estabilitat tant química com tèrmica, un gap d'energia (*bandgap*) gran ($\sim 8,8$ eV), i que actua com a bona barrera pel transport iònic. Com a principals desavantatges es presenten la baixa constant dielèctrica (9-12), i la poca qualitat de la interfície amb el Silici, presentant molts estats interfacials.

En canvi, els principals avantatges del material HfO_2 són, d'una banda una bona constant dielèctrica (25-30), i de l'altra que forma una bona interfície amb el Silici.

Per les seves propietats complementaries, aquests dos materials es poden combinar per aconseguir un dielèctric high-K amb una bona estabilitat tèrmica i química, un *bandgap* prou gran, i una bona interfície amb el substrat de Silici del dispositiu.

Per millorar les propietats del dielèctric, la millor manera de combinar-los és amb multicapa, és a dir, combinant làmines de pocs nanometres alternades d'un i altre material. Per a aconseguir-ho, la tècnica ALD resulta ser la més adient, ja que permet un creixement autocontrolat de les capes.

1.3 Fiabilitat dels dispositius MOS

Un dels mecanismes de fallada que limita la fiabilitat dels dispositius MOS és la ruptura del dielèctric, que s'assoleix després d'un temps durant el qual l'òxid ha estat sotmès a un estrès elèctric. La ruptura consisteix en un canvi irreversible de les seves propietats elèctriques aïllants. El dielèctric deixa de comportar-se com a tal, ja que en determinats punts de la seva àrea s'han format camins d'alta conductivitat, per on circulen grans corrents de fuites, molt majors que els corrents provocats per l'efecte túnel habituals en els òxids de porta.

Per determinar la vida útil d'un dispositiu, cal estressar-lo amb unes condicions accelerades, determinades i conegudes, més exigents que les condicions d'ús habituals per les que està pensat el funcionament normal del dispositiu. D'aquesta manera fem que assoleixi el final de la seva vida útil en un temps pràctic de test, per poder estudiar els resultats i extreure una distribució estadística que descrigui el comportament del dispositiu. Un cop determinada aquesta distribució estadística, i amb les condicions d'estrès conegudes, podem extrapolar els resultats, i predir el comportament real, sota condicions d'ús habituals.

De la mateixa manera que els tests es fan sota unes condicions d'estrès accelerades, també es fan amb àrees petites, per posteriorment extrapolar els resultats a l'àrea total del dispositiu.

D'entre els diferents mètodes d'estrès que existeixen [1], en el present projecte s'utilitzen l'estrès a tensió constant i l'estrès amb rampa de tensió.

L'estrès a tensió constant és el més semblant a les condicions d'ús habituals dels circuits integrats. Si bé es cert que un estrès polsat unipolar s'hi acostaria encara més, tindríem encara més variables (com ara la freqüència i el cicle de treball) que podrien modificar els resultats. Això fa que l'estrès accelerat a tensió constant (a una tensió molt més alta de la tensió normal d'operació) sigui molt més utilitzat. Abans d'aplicar aquest tipus d'estrès, cal determinar quina és la tensió que s'aplicarà per tal de poder monitoritzar les mesures i obtenir els resultats dintre d'un temps acceptable. D'altra banda, abans d'aplicar la tensió d'estrès, se sol fer una prova amb una tensió típica de condicions d'ús, per detectar possibles mostres defectuoses.

Aquest procediment de mesura té dos grans inconvenients. D'una banda, que cal invertir molt de temps per cada mesura, i de l'altra, que la dispersió dels temps de ruptura és molt gran (entre una mostra i una altra poden variar en ordres de magnitud), particularment en dielèctrics primers.

El segon mètode, més utilitzat, consisteix en aplicar un estrès de tensió en forma de rampa creixent. Aquest mètode permet fer les mesures en uns temps molt inferiors, respecte a l'estrès amb tensió constant. D'altra banda no és necessari determinar la tensió d'estrès adient abans de començar el test, i la dispersió dels resultats (tensions de ruptura) és molt més petita.

Tant en el cas d'estrès a tensió constant com en el de rampa de tensió, per obtenir la distribució de temps de ruptura, cal recollir mostres del corrent de fuites a

través del dielèctric. Després d'un cert temps, el corrent de fuites creix dràsticament. Aquest punt marca la ruptura del dielèctric, tal com es veu a la Figura 1-3.

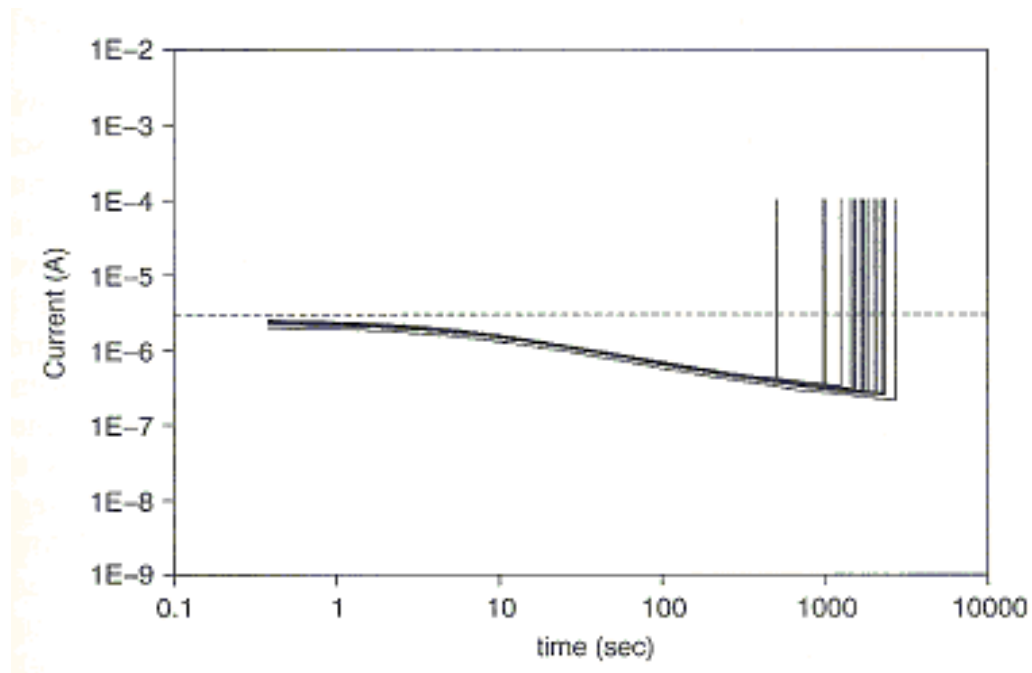


Figura 1-3 – Evolució del corrent de fuites a través del dielèctric aplicant un estrès a tensió constant [1]

1.4 Estadística de la ruptura del dielèctric

La ruptura del dielèctric té una naturalesa aleatòria i s'ha de descriure estadísticament. En aquest sentit, la distribució més utilitzada per tractar aquest problema és la distribució de Weibull, per la seva flexibilitat, i perquè descriu molt bé el comportament de sistemes formats per molts elements idèntics, on cada un d'ells pot fallar, i on el primer element que falla causa la fallada de tot el sistema. Certament aquesta descripció s'adiu al comportament de la ruptura del dielèctric.

La distribució de Weibull és una distribució de dos paràmetres:

- τ : vida característica o temps de ruptura.
- β : factor de forma de la distribució.

I les seves expressions més utilitzades són:

- “*Probability Density Function (PDF)*”: descriu la probabilitat de ruptura en funció del temps, és a dir, dóna la probabilitat de que una mostra trenqui en el temps t .

$$f_{BD}(t) = \frac{\beta}{t} \left(\frac{t}{\tau} \right)^{\beta} \exp \left[- \left(\frac{t}{\tau} \right)^{\beta} \right] \quad \text{Eq 1-3}$$

- “*Cumulative Distribution Function (CDF)*”: es representa la part total del sistema que ja ha fallat en cada instant de temps, és a dir, s’acumula la història prèvia. La CDF es calcula com l’integral de la PDF en el temps.

$$F_{BD}(t) = \int_0^t f_{BD}(t) dt = 1 - \exp \left[- \left(\frac{t}{\tau} \right)^{\beta} \right] \quad \text{Eq 1-4}$$

La representació gràfica de la distribució de Weibull, se sol fer en l’anomenat *Weibull plot*, en el que es representa una magnitud W anomenada Weibit en funció de $\ln(t)$, i es defineix com

$$W(t) = \ln \left[- \ln(1 - F_{BD}(t)) \right] = \beta \ln \left(\frac{t}{\tau} \right) \quad \text{Eq 1-5}$$

En aquesta representació la distribució de Weibull apareix com una línia recta. De l’Eq 1-5 es veu com β es pot obtenir directament de la representació de W com el pendent de la corba, i τ , que representa el temps pel qual ha fallat una fracció aproximada del 63% del total de les mostres, com el temps de tall amb l’eix d’abscisses ($W(t)=0$).

Com s’ha comentat anteriorment, les estructures sotmeses a les proves per determinar la seva fiabilitat, són més petites que les estructures reals que es fabricaran. La probabilitat de ruptura creix quan augmentem l’àrea de prova. És per això que cal fer una extrapolació a l’àrea real. Es pot demostrar que es compleix la següent relació [1]:

$$\ln \left[- \ln(1 - F_{BD1}(t)) \right] - \ln \left[- \ln(1 - F_{BD2}(t)) \right] = \ln \left(\frac{A_1}{A_2} \right) \quad \text{Eq 1-6}$$

$F_{BD1}(t)$ i A_1 representen la CDF i l’àrea de l’estructura de test, i $F_{BD2}(t)$ i A_2 representen la CDF i l’àrea de l’estructura real a fabricar.

De l'Eq 1-6 se'n dedueix que per extrapolar els resultats a través d'un canvi en l'àrea de l'estructura, només cal desplaçar verticalment la corba en el *Weibull plot*. El pendent de la corba no es veu modificat com s'observa a la Figura 1-4.

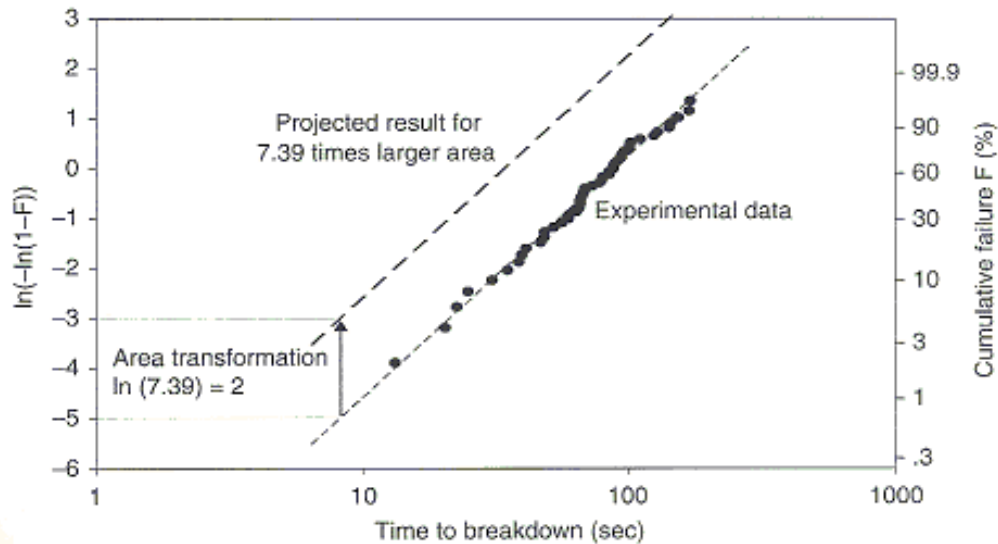


Figura 1-4 –Extrapolació d'àrea d'una distribució de Weibull [1]

1.5 Objectius del projecte

L'objectiu principal del projecte es deduir les expressions que permetin caracteritzar la fiabilitat d'un dispositiu MOS format per nanolàmines de dos materials high-K. Es partirà d'un model analític per la ruptura del dielèctric, extensament acceptat, per aplicar la distribució estadística de Weibull pel caràcter aleatori de la ruptura. Les expressions resultants hauran de dependre d'uns paràmetres, que es poden obtenir directament de la lectura dels resultats dels experiments d'estrès accelerat, pels materials per separat.

D'aquesta manera, es podrà valorar la incidència en els resultats finals, de l'aportació que fa cada un dels materials, i permetrà estudiar quina és la millor manera de combinar-los per obtenir les propietats desitjades. En aquest sentit es desenvoluparan varis models per poder comparar els resultats i decidir quin s'ajusta millor a la realitat.

Un cop caracteritzada analíticament la distribució estadística de la ruptura d'un dielèctric, es podran fer extrapolacions a partir dels resultats experimentals, per poder

avaluar la fiabilitat del dispositiu en qüestió, treballant sota condicions d'ús normals, i amb una àrea de fabricació real.

D'altra banda, s'hauran d'obtenir relacions entre les distribucions de fiabilitat, que s'obtenen sota estrès amb rampa de tensió, i sota estrès a tensió constant. Això permetrà, a partir d'experiments realitzats aplicant rampa de tensió, que requereixen menys temps, extrapolar els resultats a unes condicions de treball amb tensió constant, que s'acosta més al tipus d'estrès que pateixen els dispositius en l'operació normal en els circuits.

Per contrastar els resultats obtinguts analíticament, es disposa d'experiments realitzats a cada un dels materials high-K per separat, així com a l'estructura formada per nanolàmines combinades d'ambdós materials. També es podran contrastar les expressions obtingudes per relacionar els resultats obtinguts sota estrès a tensió constant amb els resultats d'estrès amb rampa de tensió.

2 MODEL PERCOLATIU DE CEL·LES PER AÏLLANTS D'UNA SOLA CAPA

Està àmpliament acceptat que la ruptura dielèctrica està relacionada amb la generació de defectes en el dielèctric durant l'estrès. Per tal de relacionar generació de defectes i ruptura, s'ha proposat l'anomenat model percolatiu, [1] - [3]. En aquest model, es considera que la ruptura es produeix quan es genera un camí de defectes (camí percolatiu), que connecta ambdós elèctrodes, i provoca un increment local molt significatiu del corrent a través del dielèctric.

A continuació es presenta el model percolatiu, en la seva versió basada en cel·les [3], que serà el punt de partida pels anàlisis d'aquest projecte. El principal avantatge que proporciona és una formulació analítica senzilla i completa del model. Tal com mostra la Figura 2-1, el volum del dielèctric es divideix en una matriu de cel·les que es defineix de la següent manera:

- Cada cel·la té una àrea σ i un espessor a_0 .
- L'òxid queda dividit en $N_{PATH} = \frac{A_{OX}}{\sigma}$ columnes d'àrea σ i gruix t_{ox} .
- Cada columna queda subdividida en $n = \frac{t_{OX}}{a_0}$ cel·les de volum $a_0 \sigma$ cada una d'elles.

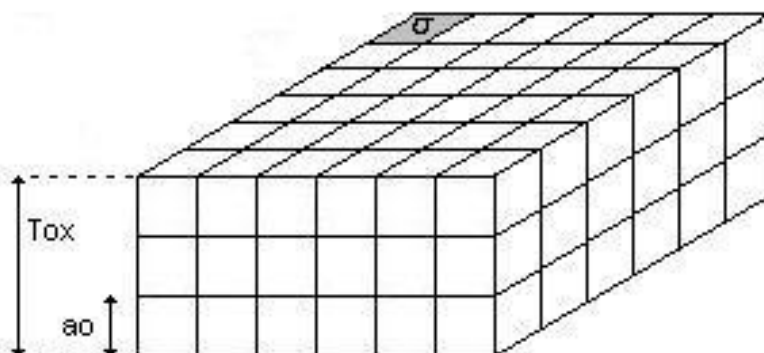


Figura 2-1 – Divisió del volum del dielèctric en una matriu de cel·les pel model percolatiu

Durant l'estrès, es generen defectes de forma aleatòria en el volum de l'òxid. La generació d'un defecte és modelat com el canvi d'una única cel·la a un estat defectuós. El model considera que la ruptura del dielèctric té lloc quan s'obre un camí de percolació amb cel·les defectuoses en contacte, a través d'una columna vertical, com es mostra a la Figura 2-2.

Conceptualment cabria pensar que aquest camí de percolació podria donar-se també, sense la necessitat de que les cel·les defectuoses fossin estrictament de la mateixa columna vertical, sinó que hi hauria prou amb que estiguessin en contacte per una aresta o un punt. És per això, que en la secció 2.3, es justifica el motiu pel qual només es consideren columnes verticals, sense cap pèrdua de generalitat.

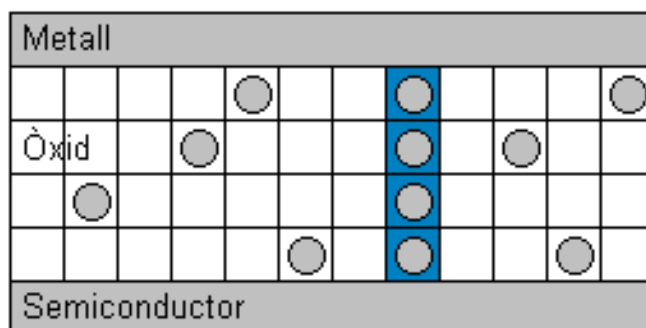


Figura 2-2 – Generació de defectes i camí de percolació que desencadena la ruptura del dielèctric pel model analític basat en cel·les

La distribució acumulada de ruptura F_{BD} , es pot expressar en funció de la probabilitat que una cel·la sigui defectuosa, λ , que és una variable que pren valors entre 0 i 1. La probabilitat de que totes les cel·les d'una columna siguin defectuoses, i per tant s'obri un camí de percolació, és λ^n .

Un dispositiu format per N_{PATH} columnes, falla quan una sola d'aquestes columnes és defectuosa, i la probabilitat de supervivència del dispositiu és

$$1 - F_{BD}(\lambda) = (1 - \lambda^n)^{N_{PATH}} \quad \text{Eq 2-1}$$

Per conveniència a l'hora de representar gràficament la distribució, podem calcular el Weibit:

$$W(\lambda) = \ln[-\ln(1 - F_{BD}(\lambda))] = \ln\left[-\ln\left((1 - \lambda^n)^{N_{PATH}}\right)\right] \quad \text{Eq 2-2}$$

Aquesta expressió es pot simplificar, i linialitzar en funció de $\ln(\lambda)$, si es considera que $\lambda \ll 1$ en el moment de la ruptura, ja que si l'àrea és prou gran, no és necessari tenir un alt percentatge de cel·les defectuoses per a que es creï un camí de percolació. Amb aquesta condició, per valors petits de λ , es pot fer l'aproximació $\ln(1 - \lambda^n) \approx -\lambda^n$, i la distribució de Weibull se simplifica:

$$W(\lambda) = \ln\left[-\ln\left((1 - \lambda^n)^{N_{PATH}}\right)\right] \approx \ln[N_{PATH} \lambda^n] = \ln(N_{PATH}) + n \ln(\lambda) \quad \text{Eq 2-3}$$

El resultat obtingut permet relacionar la distribució de ruptura del dielèctric, en funció de la probabilitat de que una cel·la sigui defectuosa, λ . D'altra banda, la distribució de Weibull obtinguda, inclou l'escalat del dispositiu en àrea i espessor del dielèctric, ja que en depèn dels paràmetres $N_{PATH} = \frac{A_{OX}}{\sigma}$ i $n = \frac{t_{OX}}{a_0}$.

D'aquesta manera, els resultats obtinguts es poden extrapolar a dispositius de diferents àrees, i tal com descriu Eq 1-6, només caldrà desplaçar la distribució de Weibull verticalment, sense que el pendent es vegi modificat.

En canvi, la variació de l'espessor del dielèctric, tindria com a conseqüència, una nova corba, amb pendent i temps de vida característic diferents.

2.1 Generació de defectes a l'òxid a tensió constant

La distribució de Weibull donada a Eq 2-3, permet descriure la distribució de ruptura del dispositiu, en funció de la probabilitat que una cel·la sigui defectuosa, λ . Així doncs, la ruptura del dielèctric, està estretament relacionada amb els defectes generats a l'òxid, durant l'estrès elèctric al que ha estat sotmès. És per això que és imprescindible caracteritzar el procés de generació de defectes per a cada tipus d'estrès, per tal de poder avaluar la fiabilitat del dispositiu.

Aquest resultat és de vital importància, ja que permet obtenir la distribució de ruptura, per qualsevol tipus d'estrès, tan sols obtenint l'evolució temporal de λ sota aquest estrès.

En aquest sentit, està àmpliament acceptat que, en condicions d'estrès a tensió constant, la densitat de defectes per unitat de volum, $N_{OT}(t)$, depèn de forma potencial del temps:

$$N_{OT}(t) = \xi t^\alpha \quad \text{Eq 2-4}$$

on ξ es coneix com l'eficiència de generació de defectes, i exhibeix una dependència de tipus potencial amb la tensió aplicada a la porta:

$$\xi(V_G) = \xi_0 V_C^{m'} \quad \text{Eq 2-5}$$

on V_C fa referència a un valor constant de la tensió de porta.

El nombre mitjà de defectes generats en una cel·la de volum $a_0\sigma$ és

$$n_{DEF}(t) = a_0\sigma N_{OT}(t) = a_0\sigma \xi t^\alpha = \left(\frac{t}{\tau_T}\right)^\alpha \quad \text{Eq 2-6}$$

on el paràmetre τ_T l'anomenarem temps de transició, i queda descrit per

$$\tau_T = \left(a_0\sigma \xi\right)^{-\frac{1}{\alpha}} \quad \text{Eq 2-7}$$

Com queda de manifest en els càlculs posteriors, aquest paràmetre de degradació, té una vital importància en la determinació del temps de ruptura del dispositiu.

Per últim, podem calcular la probabilitat de que una cel·la sigui defectuosa, tenint en compte la relació amb el nombre mitjà de defectes que estableix la distribució de Poisson:

$$\lambda = 1 - \exp\left(-\left(\frac{t}{\tau_T}\right)^\alpha\right) \approx \left(\frac{t}{\tau_T}\right)^\alpha \quad \text{Eq 2-8}$$

on l'aproximació lineal de la llei exponencial la podem fer únicament si els temps de ruptura són molt menors que τ_T . Al fer la hipòtesi de que la distribució de defectes en les cel·les ve descrita per la distribució de Poisson, estem suposant que la seva distribució espacial és uniforme. Es a dir, que la probabilitat de generació de defectes és la mateixa a totes les cel·les.

2.2 Model analític de la distribució de ruptura dielèctrica a tensió constant

L'Eq 2-3 descriu la distribució de la ruptura dielèctrica del dispositiu, en funció de λ . Per obtenir la distribució en funció del temps, quan és sotmès a una tensió constant, n'hi ha prou amb introduir l'Eq 2-8, que descriu l'evolució de λ amb el temps per a aquest tipus d'estrès, en l' Eq 2-3:

$$W(t) = \ln \left[N_{PATH} \left(\frac{t}{\tau_T} \right)^{\alpha n} \right] = \ln \left[\left(\frac{t}{\tau_T N_{PATH}^{-\frac{1}{\alpha n}}} \right)^{\alpha n} \right] = \alpha n \ln \left[\frac{t}{\tau_T N_{PATH}^{-\frac{1}{\alpha n}}} \right] \quad \text{Eq 2-9}$$

Comparant aquest resultat amb l'expressió genèrica de la distribució de Weibull, descrita per l'Eq 1-5, i que es reproduïx a continuació, es poden identificar els diferents paràmetres de la distribució.

$$W(t) = \beta \ln \left(\frac{t}{\tau} \right)$$

Aquests paràmetres són:

- β : correspon al factor de forma de la distribució, o pendent de la corba.
- τ : correspon a la vida característica, o temps necessari perquè fallin el 63% de les mostres estressades, i que molt habitualment s'anomena temps de ruptura fent un abús de llenguatge.

Identificant els paràmetres s'obté:

$$\beta = \alpha n \quad \text{Eq 2-10}$$

$$\tau = \tau_T N_{PATH}^{-\frac{1}{\alpha n}} \quad \text{Eq 2-11}$$

A partir d'aquest resultat, i recordant la definició de τ_T , donada per l'Eq 2-7, es pot obtenir l'expressió que descriu el model d'acceleració de tensió, que com es mostra a continuació, té una relació potencial amb la tensió aplicada:

$$\tau = N_{PATH}^{-\frac{1}{\alpha n}} \tau_T = N_{PATH}^{-\frac{1}{\alpha n}} (a_0 \sigma \xi_0)^{-\frac{1}{\alpha}} V_C^{-\frac{m'}{\alpha}} \quad \text{Eq 2-12}$$

$$\tau = \tau_0 V_C^{-m} \quad \text{Eq 2-13}$$

on $\tau_0 = N_{PATH}^{-\frac{1}{\alpha n}} (a_0 \sigma \xi_0)^{-\frac{1}{\alpha}}$ i $m = \frac{m'}{\alpha}$. L'exponent m és el factor d'acceleració del temps de ruptura, en relació a la tensió aplicada.

En realitat l'Eq 2-13, per ser coherents amb les unitats, s'hauria d'escriure com $\tau = \tau_0 \left(\frac{V_C}{V_0} \right)^{-m}$, de manera que la tensió accelerada s'expressa en funció d'una tensió de referència V_0 . Per simplicitat se li dona un valor $V_0=1V$, de manera que es pot obviar aquest terme en les expressions del model d'acceleració i derivades.

Els resultats obtinguts, reiteren la dependència de la distribució de Weibull, amb els paràmetres $N_{PATH} = \frac{A_{OX}}{\sigma}$ i $n = \frac{t_{OX}}{a_0}$. Aquestes relacions permeten extrapolar les distribucions de ruptura d'un dispositiu, a través d'un escalat en l'àrea A_{OX} i en l'espessor del dielèctric t_{OX} . D'altra banda, el factor de forma β i la vida característica τ de la distribució, depenen també dels paràmetres de degradació α i τ_T .

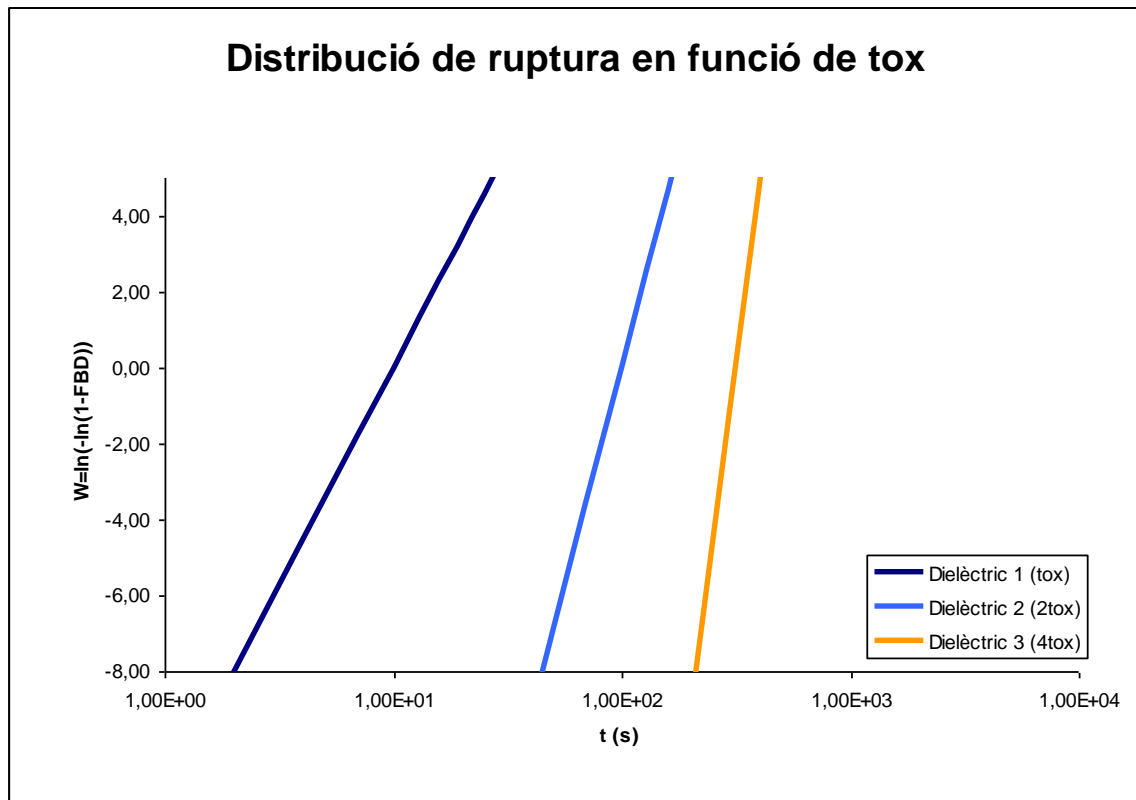


Figura 2-3 – Variació en la distribució de ruptura amb l'escalat de l'espessor del dielèctric t_{OX} . La simulació s'ha realitzat amb $m=40$, $V_C=7$ V, $\alpha=0.5$, $\tau_{T0}=6.37 \times 10^{36}$ s i $N_{PATH}=1 \times 10^{10}$.

En la Figura 2-3 es mostren les distribucions de ruptura de tres dispositius idèntics, excepte en el gruix del dielèctric. El resultat que s'obté a través de l'escalat en el gruix t_{OX} , és un canvi en el pendent de la corba, ja que aquests tenen una dependència directament proporcional. Així doncs, s'observa com a mesura que es dobla t_{OX} , també es dobla el pendent de la distribució. D'altra banda, el temps de ruptura també es veu modificat, ja que τ_0 també depèn de n , i al augmentar l'espessor del dielèctric, el temps de ruptura creix.

D'igual manera, a la Figura 2-4 s'estudia com es veu modificada la distribució de ruptura, quan s'escala l'àrea del dispositiu. En aquest cas, l'únic efecte és un desplaçament vertical de la distribució, sense que el pendent es vegi modificat, ja que β no depèn de N_{PATH} . En canvi, el temps de ruptura, τ , sí que en depèn, i així es veu reflectit en les representacions de les distribucions.

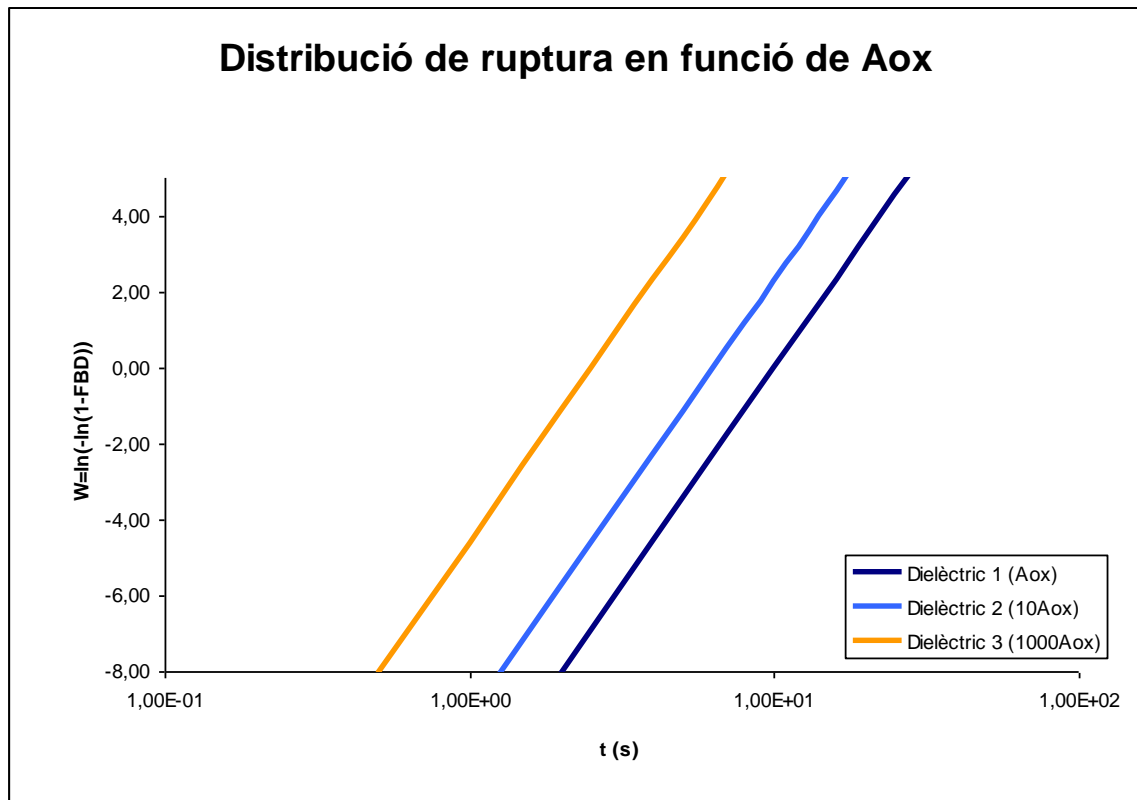


Figura 2-4 - Variació en la distribució de ruptura amb l'escalat de l'àrea del dielèctric A_{OX} . La simulació s'ha realitzat amb $m=40$, $V_C=7$ V, $\alpha=0.5$, $\tau_{T0}=6.37 \times 10^{36}$ s i $n=10$.

Per últim, a la Figura 2-5, es mostra l'efecte que té el valor de la tensió aplicada en la distribució de ruptura del dispositiu. Com era d'esperar, el pendent no es veu modificat, sinó que únicament varia el temps de ruptura, ja que recordant Eq 2-13:

$$\tau = \tau_0 V_C^{-m}$$

La dependència de τ amb la tensió aplicada al dispositiu, segueix una llei potencial amb un exponent molt gran ($m \sim 40-50$ és el rang de valors que trobem a la literatura per l'òxid de silici). Per aquest motiu, petites variacions en el valor de V_C , condueixen a una variació molt important en el temps de ruptura. D'aquest fet, se'n deriva la importància que té el valor de V_C que s'aplica en els tests de mesura, amb un estrès a tensió constant. Si no es determina amb cura, els valors del temps de ruptura que s'obtidran poden ser massa elevats, fet que ens faria invertir molt de temps en les mesures, o pel contrari, poden ser tan petits, que no en puguem treure conclusions vàlides per falta de precisió en el sistema de caracterització.

Aquest inconvenient fa que els tests realitzats amb estrès amb rampa de tensió, siguin molt més pràctics en moltes ocasions. Aquest tipus d'estrès s'estudia en l'apartat 3.

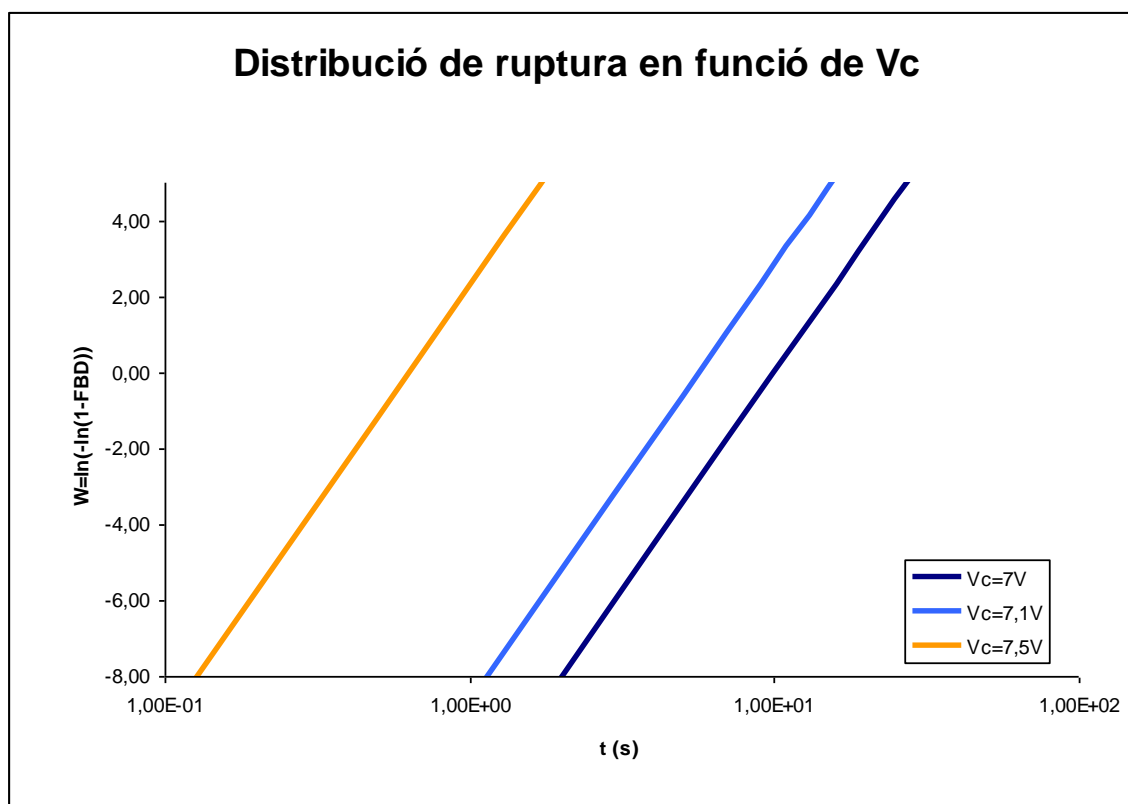


Figura 2-5 - Variació en la distribució de ruptura quan es modifica el valor de V_c . La simulació s'ha realitzat amb $m=40$, $\alpha=0.5$, $\tau_{T0}=6.37 \times 10^{36}$ s, $n=10$ i $N_{PATH}=1 \times 10^{10}$.

D'aquesta manera, donada una distribució de ruptura, determinada a partir de les mesures realitzades amb un dispositiu de test, es poden extrapolar els resultats i obtenir la distribució de ruptura, del mateix dispositiu, però treballant a una altra tensió, i escalat en àrea i espessor del dielèctric.

2.3 Justificació dels camins columnars en el model de cel·les

Abans de presentar l'anàlisi del model percolatiu pel cas d'aplicar un estrès de rampa de tensió, es justifica el motiu pel qual en el model de cel·les, exposat anteriorment, només es consideren els camins formats per defectes del dielèctric units a través de columnes verticals, sense tenir en compte les cel·les immediatament

adjacents. D'aquesta manera, queda justificada aquesta aproximació, que simplifica l'anàlisi i permet obtenir els resultats presentats fins ara.

Conceptualment és correcte pensar que els camins es poden formar mitjançant la unió de diferents cel·les, estant en contacte per un costat o una aresta, com mostra la Figura 2-6 b).

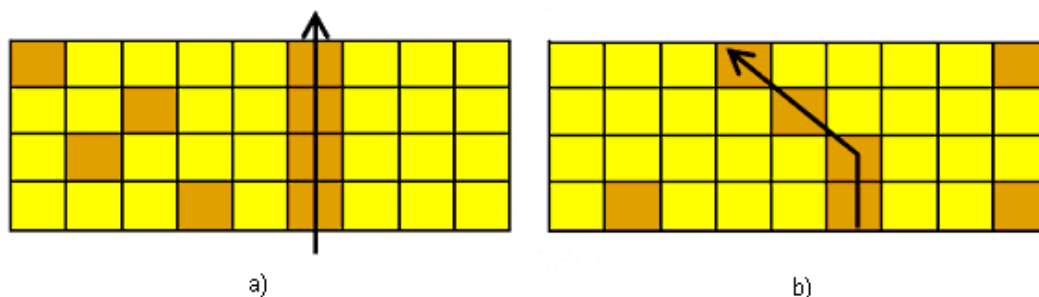


Figura 2-6 – a) vista transversal dels camins de percolació a través de columnes verticals
b) vista transversal dels camins de percolació a través d'unions no necessàriament verticals

Si es considera aquesta opció, una cel·la de la capa n , té 9 cel·les veïnes en contacte de la capa immediatament superior, amb les quals pot contribuir a la formació del camí de percolació.

Per dur a terme la demostració de que aquestes dues opcions poden ser equivalents, es defineix λ com la probabilitat de que una cel·la sigui defectuosa, i λ' com la probabilitat que hi hagi almenys una cel·la defectuosa, d'entre les 9 cel·les veïnes de la capa superior, que poden contribuir al camí de percolació en cada capa de cel·les.

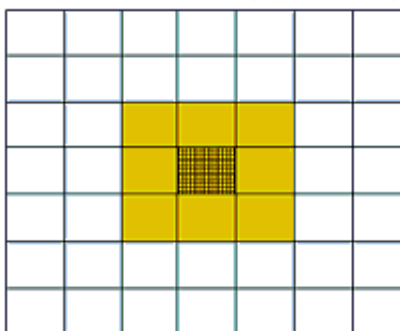


Figura 2-7 – Vista àrea de les cel·les en contacte entre diferents capes adjacents

El nombre de defectes en una sola cel·la és:

$$n_{DEF} = \sigma a_0 \xi t^\alpha \quad \text{Eq 2-14}$$

En canvi, el nombre de defectes en un conjunt de 9 cel·les és:

$$n'_{DEF} = 9\sigma a_0 \xi t^\alpha \quad \text{Eq 2-15}$$

D'acord amb la distribució de Poisson:

$$\lambda = 1 - \exp(-n_{DEF}) \approx n_{DEF} = \sigma a_0 \xi t^\alpha \quad \text{Eq 2-16}$$

$$\lambda' = 1 - \exp(-n'_{DEF}) \approx n'_{DEF} = 9\sigma a_0 \xi t^\alpha = 9\lambda \quad \text{Eq 2-17}$$

La probabilitat que es creï un camí de percolació entre una cel·la de la capa inferior, en contacte amb el substrat, i una cel·la de la capa superior, en contacte amb el metall de porta, és

$$P_{PATH} = \lambda \lambda'^{m-1} = \frac{\lambda'}{9} \lambda'^{m-1} = \frac{\lambda'^m}{9} \quad \text{Eq 2-18}$$

Un cop s'ha format un camí complet, la probabilitat de supervivència del dispositiu és

$$1 - F_{BD}(\lambda') = \left(1 - \frac{\lambda'^m}{9}\right)^{N_{PATH}} \approx \exp\left(-N_{PATH} \frac{\lambda'^m}{9}\right) = \exp(-N'_{PATH} \lambda'^m) \quad \text{Eq 2-19}$$

amb $N'_{PATH} = \frac{N_{PATH}}{9}$.

L'Eq 2-1 expressa la probabilitat de supervivència del dispositiu, quan només es considera el camí de percolació format per columnes verticals:

$$1 - F_{BD}(\lambda) = (1 - \lambda^n)^{N_{PATH}} \approx \exp(-N_{PATH} \lambda^n)$$

Tenint present que $N_{PATH} = \frac{A_{OX}}{\sigma}$ i que $N'_{PATH} = \frac{N_{PATH}}{9} = \frac{A_{OX}}{9\sigma} = \frac{A_{OX}}{\sigma'}$, es pot arribar a la conclusió de que les equacions Eq 2-1 i Eq 2-19 són equivalents, i que considerar només camins verticals, proporciona exactament els mateixos resultats que considerar camins més generals, si considerem un àrea de cel·la $\sigma' = 9\sigma$, en comptes de σ . Això no treu generalitat al model ja que l'àrea de les cel·les es tracta sempre com un paràmetre d'ajust.

3 ESTRÈS SOTA RAMPA DE TENSIÓ

En l'estudi del model percolatiu sota estrès a tensió constant, es va posar de manifest la importància que té el valor de V_C aplicada per a fer les mesures. S'ha de determinar amb cura, per a que els valors del temps de ruptura obtinguts estiguin dintre d'una finestra d'observació raonable, és a dir, que els temps de ruptura a mesurar no siguin ni massa grans ni massa petits.

Per aquest motiu, els tests de mesura realitzats sota un estrès de rampa de tensió, són molt més pràctics, ja que no cal determinar cap valor de V_C , ja que precisament es fa un escombrat creixent de la tensió aplicada. D'altra banda les mesures són en general més ràpides, sempre depenent del valor de la rampa R que es triï. Però en tot cas, aquest paràmetre no es tan crític com en el cas anterior, tot i que la distribució de ruptura en depèn.

L'inconvenient d'aquest tipus de mesura rau en que els circuits integrats, en l'ús habitual pel qual han estat dissenyats, pateixen un estrès elèctric molt més semblant a una tensió constant que no pas a una rampa de tensió.

Així doncs, l'objectiu del present capítol és trobar expressions que relacionin les distribucions de ruptura d'un dispositiu donat, quan és sotmès a un estrès amb tensió constant i a un estrès amb rampa de tensió. D'aquesta manera, es podran realitzar les mesures aplicant un estrès amb rampa de tensió, amb els avantatges que això comporta, i després extrapolar els resultats, per poder obtenir la distribució de ruptura del dispositiu quan treballa sota una tensió constant, que és un estrès més semblant al real.

3.1 Generació de defectes a l'òxid amb rampa de tensió

A partir de la distribució de Weibull donada a l'Eq 2-3, que descriu la distribució de ruptura del dispositiu en funció de la probabilitat que una cel·la sigui defectuosa λ , es pot obtenir la distribució de ruptura en funció del temps, per un estrès amb rampa de tensió, obtenint l'evolució temporal de λ sota aquest tipus d'estrès.

El primer pas és caracteritzar el procés de generació de defectes quan s'aplica una rampa de tensió. L'Eq 2-4 definia la densitat de defectes, per unitat de volum, en condicions d'estrès a tensió constant:

$$N_{OT}(t) = \xi t^\alpha$$

on ξ és l'eficiència de generació de defectes, i depèn de la tensió aplicada a la porta:

$$\xi(V_G) = \xi_0 V_G^{m'}$$

Degut a la forta dependència de ξ amb V_G , la densitat de defectes generats serà molt diferent depenent de si l'estrès aplicat és una tensió constant V_G , o una rampa de tensió $V_G = Rt$. L'objectiu, és doncs, trobar l'equació diferencial que governa la dinàmica de la generació de defectes, fent la hipòtesi que està controlada per la tensió aplicada en l'instant present de temps, i per la densitat de defectes generats anteriorment.

Partint de l'Eq 2-4, es poden deduir les següents expressions:

$$\frac{dN_{OT}}{dt} = \alpha \xi t^{\alpha-1} \quad \text{Eq 3-1}$$

$$t = \left(\frac{N_{OT}}{\xi} \right)^{\frac{1}{\alpha}} \quad \text{Eq 3-2}$$

Combinant ambdues expressions s'obté

$$\frac{dN_{OT}}{dt} = \alpha \xi \left(\frac{N_{OT}}{\xi} \right)^{\frac{\alpha-1}{\alpha}} = \alpha \xi^{\frac{\alpha}{\alpha} - \frac{\alpha-1}{\alpha}} N_{OT}^{1-\frac{1}{\alpha}} = \alpha \xi^{\frac{1}{\alpha}} N_{OT}^{1-\frac{1}{\alpha}} \quad \text{Eq 3-3}$$

on queda de manifest la dependència de la velocitat de generació de defectes amb la tensió aplicada, en el terme $\xi^{\frac{1}{\alpha}}$, i la dependència amb la densitat de defectes generats anteriorment, en el terme $N_{OT}^{1-\frac{1}{\alpha}}$.

Manipulant el resultat anterior:

$$\frac{dN_{OT}}{N_{OT}^{1-\frac{1}{\alpha}}} = \alpha \xi^{\frac{1}{\alpha}} dt$$

$$N_{OT}^{\frac{1}{\alpha}-1} dN_{OT} = \alpha \xi^{\frac{1}{\alpha}} dt$$

$$\int_0^{N_{OT}} N_{OT}^{\frac{1}{\alpha}-1} dN_{OT} = \int_0^t \alpha \xi^{\frac{1}{\alpha}} dt \quad \text{Eq 3-4}$$

Finalment, resolent l'expressió anterior s'obté que

$$N_{OT} = \left[\int_0^t \xi^{\frac{1}{\alpha}} dt \right]^\alpha \quad \text{Eq 3-5}$$

Com era d'esperar, pel cas d'un estrès de tensió constant, on l'eficiència de generació de defectes no té cap dependència temporal, ja que la tensió aplicada no la té, la solució de la integral de l'Eq 3-5 és exactament l'expressió donada per l'Eq 2-4.

D'altra banda, si les condicions d'estrès corresponen a una rampa de tensió, amb $V_G = Rt$, de l'Eq 3-5, i tenint present l'Eq 2-5, en resulta

$$N_{OT} = \left[\int_0^t \xi_0^{\frac{1}{\alpha}} V_G^{\frac{m'}{\alpha}} dt \right]^\alpha = \left[\int_0^t \xi_0^{\frac{1}{\alpha}} (Rt)^{\frac{m'}{\alpha}} dt \right]^\alpha = \xi_0 R^{m'} \left[\int_0^t t^{\frac{m'}{\alpha}} dt \right]^\alpha$$

Recordant que el factor d'acceleració del temps de ruptura amb V_G és

$$m = \frac{m'}{\alpha} \quad \text{Eq 3-6}$$

es pot rescriure l'expressió anterior com

$$N_{OT}(t) = \xi_0 R^{m\alpha} \left[\int_0^t t^m dt \right]^\alpha = \xi_0 R^{m\alpha} \left[\frac{t^{m+1}}{m+1} \right]^\alpha \quad \text{Eq 3-7}$$

que descriu la densitat de defectes generats a l'òxid, per unitat de volum, sota un estrès de rampa de tensió.

El nombre mitjà de defectes generats en una cel·la és

$$n_{DEF}(t) = a_0 \sigma \quad N_{OT}(t) = a_0 \sigma \quad \xi_0 R^{m\alpha} \left[\frac{t^{m+1}}{m+1} \right]^\alpha \quad \text{Eq 3-8}$$

I per tant, la probabilitat de que una cel·la sigui defectuosa:

$$\lambda = 1 - \exp(-n_{DEF}) \approx n_{DEF} = a_0 \sigma \quad \xi_0 R^{m\alpha} \left[\frac{t^{m+1}}{m+1} \right]^\alpha = R^{m\alpha} \left[\frac{t^{m+1}}{\tau_{T0}(m+1)} \right]^\alpha \quad \text{Eq 3-9}$$

$$\text{on } \tau_{T0} = (a_0 \sigma \quad \xi_0)^{-\frac{1}{\alpha}} \text{ i } \tau_T = \tau_{T0} V_G^{-m}.$$

Així doncs, hem calculat l'evolució de la densitat de defectes en condicions de rampa de tensió, i hem obtingut com evoluciona la probabilitat de que una cel·la sigui defectuosa. Ara ja estem en condicions d'obtenir la distribució de ruptura de manera molt directa.

3.2 Model analític de la distribució de ruptura dielèctrica amb rampa de tensió

A partir de l'Eq 2-3, que descriu la distribució de Weibull, en funció de λ , de la ruptura dielèctrica del dispositiu, es pot obtenir la distribució de la ruptura dielèctrica, en funció del temps, amb un estrès de rampa de tensió, substituint λ per l'expressió trobada a l'Eq 3-9:

$$W(\lambda) = \ln[N_{PATH} \lambda^n] \Rightarrow W(t) = \ln \left[N_{PATH} \left(R^{m\alpha} \left[\frac{t^{m+1}}{\tau_{T0}(m+1)} \right]^\alpha \right)^n \right]$$

Manipulant el resultat s'obté:

$$W(t) = (m+1)\alpha n \ln \left[\frac{t}{\tau_{T0}^{\frac{1}{m+1}} (m+1)^{\frac{1}{m+1}} R^{-\frac{m}{m+1}} N_{PATH}^{-\frac{1}{(m+1)\alpha n}}} \right] \quad \text{Eq 3-10}$$

Comparant aquest resultat amb l'expressió genèrica de la distribució de Weibull, descrita a l'Eq 1-5, s'identifiquen els diferents paràmetres de la distribució.

$$W(t) = \beta_v \ln\left(\frac{t}{\tau_v}\right)$$

$$\beta_v = (m+1)\alpha n \quad \text{Eq 3-11}$$

$$\tau_v = \tau_{T0} \frac{1}{m+1} (m+1) \frac{1}{m+1} R \frac{1}{m+1} N_{PATH} \frac{1}{(m+1)\alpha n} \quad \text{Eq 3-12}$$

En l'Eq 3-10 s'ha expressat la distribució amb el temps com a variable independent. També es poden determinar els paràmetres de la distribució prenent com a variable independent la tensió aplicada, on $V_G = Rt$:

$$W(V_G) = \beta_v \ln\left(\frac{V_G}{V_v}\right)$$

$$W(V_G) = (m+1)\alpha n \ln \left[\frac{V_G}{\tau_{T0} \frac{1}{m+1} (m+1) \frac{1}{m+1} R \frac{1}{m+1} N_{PATH} \frac{1}{(m+1)\alpha n}} \right] \quad \text{Eq 3-13}$$

El pendent de la distribució, β_v , no varia, mentre que la vida característica, expressada per V_v es pot determinar per

$$V_v = \tau_{T0} \frac{1}{m+1} (m+1) \frac{1}{m+1} R \frac{1}{m+1} N_{PATH} \frac{1}{(m+1)\alpha n} \quad \text{Eq 3-14}$$

S'observa com el factor de forma de la distribució en un estrès amb rampa de tensió, β_v , depèn del paràmetre de degradació α , de l'espessor del dielèctric (a través de n), i del factor d'acceleració en tensió m . Mentre que la vida característica, τ_v i V_v , depèn de l'àrea (a través de N_{PATH}) i de l'espessor del dielèctric (a través de n), dels paràmetres de degradació α i τ_{T0} , del factor d'acceleració amb la tensió m , i de la velocitat de la rampa R .

A la Figura 3-1 i la Figura 3-2 es mostra com varia la distribució de ruptura, per un dielèctric determinat, segons quin sigui el valor de la rampa R aplicada. Quan es multiplica R per un factor 10, el temps de ruptura no es redueix exactament en el mateix

factor com es podria deduir de $V_G = Rt$, ja que la tensió de ruptura també es veu modificada.

De la Figura 3-2 se n'extreu que al reduir el valor de R, el dielèctric trencarà a una tensió més petita. L'explicació a aquest fet es deu a que el dielèctric, abans d'arribar a un valor determinat de tensió, ha patit un estrès durant més temps.

De totes maneres, es pot observar com són necessaris ordres de magnitud en la variació de R, per poder visualitzar clarament els canvis en el valor de la tensió de ruptura que s'assolirà en cada cas.

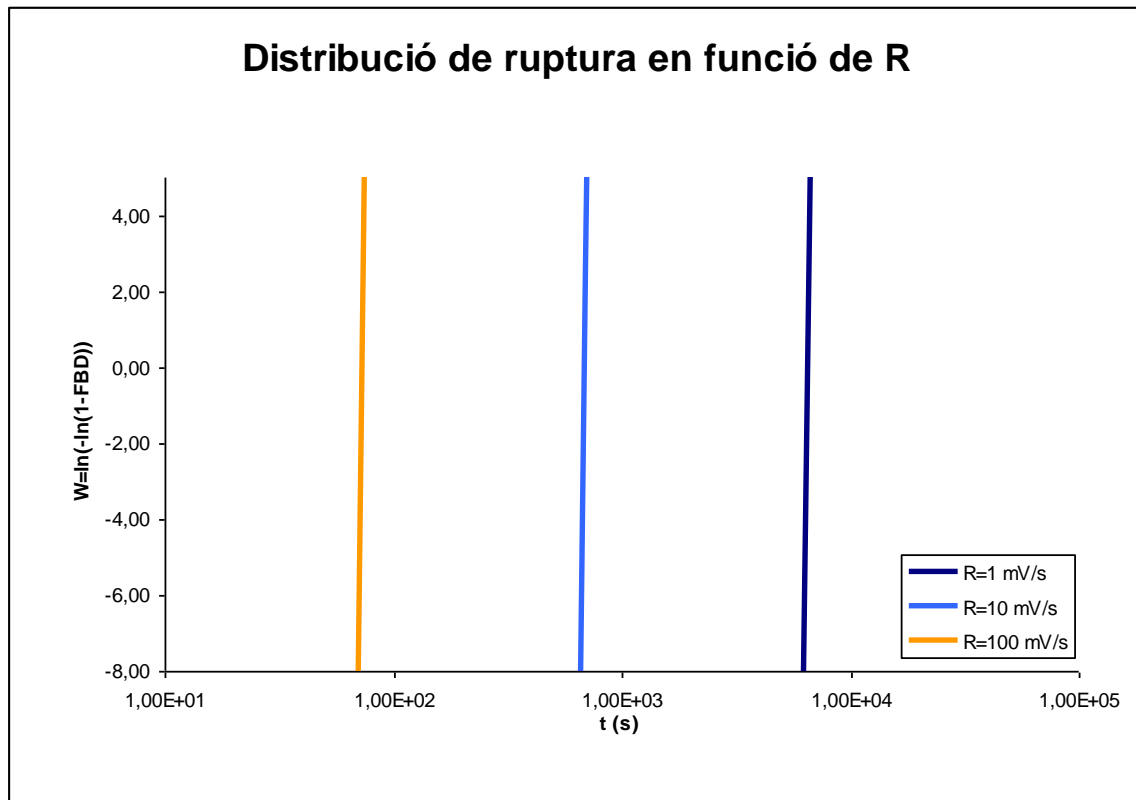


Figura 3-1 – Variació en la distribució de ruptura (en funció de t) quan es modifica el valor de R, amb $m=40$, $\alpha=0.5$, $\tau_{T0}=6.37 \times 10^{36}$ s, $n=10$ i $N_{PATH}=1 \times 10^{10}$.

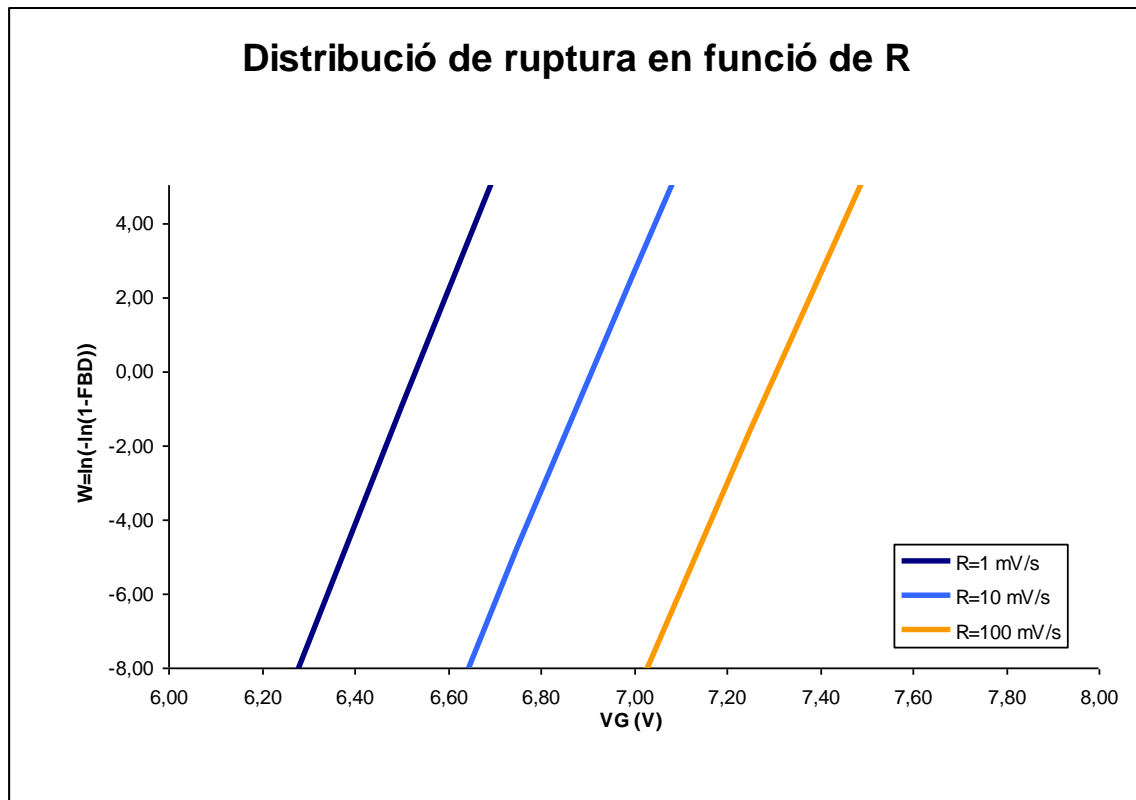


Figura 3-2 – Variació en la distribució de ruptura (en funció de V_G) quan es modifica el valor de R , amb $m=40$, $\alpha=0.5$, $\tau_{T0}=6.37 \times 10^{36}$ s, $n=10$ i $N_{PATH}=1 \times 10^{10}$.

3.3 Relació entre les distribucions de ruptura amb estrès a tensió constant i rampa de tensió

Un cop trobades les expressions que determinen les distribucions de ruptura, pel cas de tenir un estrès amb tensió constant, i per un estrès amb rampa de tensió, es pot establir una relació entre els paràmetres que les defineixen. Això ens permetrà realitzar mesures aplicant un estrès amb rampa de tensió, per després extrapolar els resultats i obtenir la distribució de ruptura del dispositiu treballant sota una tensió constant, i a l'inrevés.

Les expressions obtingudes pel factor de forma de la distribució, i per la vida característica (temps de ruptura), per a un estrès de tensió constant, queden descrites per les equacions Eq 2-10 i Eq 2-11:

$$\beta = \alpha n$$

$$\tau = \tau_T N_{PATH}^{-\frac{1}{\alpha n}}$$

Mentre que els resultats obtinguts per a un estrès de rampa de tensió, queden determinats per les equacions Eq 3-11, Eq 3-12 i Eq 3-14, on es donen les expressions pel factor de forma de la distribució, per la vida característica quan es representa la distribució en funció del temps, i per últim la vida característica quan la variable independent és la tensió aplicada:

$$\beta_v = (m+1)\alpha n$$

$$\tau_v = \tau_{T0}^{\frac{1}{m+1}} (m+1)^{\frac{1}{m+1}} R^{-\frac{m}{m+1}} N_{PATH}^{-\frac{1}{(m+1)\alpha n}}$$

$$V_v = \tau_{T0}^{\frac{1}{m+1}} (m+1)^{\frac{1}{m+1}} R^{\frac{1}{m+1}} N_{PATH}^{-\frac{1}{(m+1)\alpha n}}$$

Tenint en compte aquestes equacions, es poden trobar les expressions que relacionen els resultats obtinguts per a estrès de rampa de tensió, en funció dels resultats amb un estrès a tensió constant:

$$\beta_v = \beta(m+1) \quad \text{Eq 3-15}$$

$$\tau_v = \left[\tau(m+1) V_C^m R^{-m} \right]^{\frac{1}{m+1}} \quad \text{Eq 3-16}$$

$$V_v = \left[\tau(m+1) V_C^m R \right]^{\frac{1}{m+1}} \quad \text{Eq 3-17}$$

Aquestes últimes expressions, permeten trobar els paràmetres de la distribució de Weibull, que s'obtidrien per a un estrès de rampa de tensió, a partir dels paràmetres de la distribució per a un estrès a tensió constant, i viceversa.

S'observa com el pendent de la distribució amb rampa de tensió és molt més gran que per tensió constant, ja que és proporcional al factor d'acceleració amb tensió, mentre que el temps de ruptura serà més petit, com cabia esperar, ja que el dielèctric es degradarà molt més ràpidament.

Tal com hem comentat a la introducció, el fet de que el pendent de Weibull sigui molt més gran, és un dels grans avantatges de l'estrès amb rampa de tensió, ja que la dispersió dels resultats es redueix notablement i això facilita molt el disseny dels test de ruptura, reduint-ne sensiblement el temps i el cost. D'altra banda, l'estrès amb rampa permet comparar molt més fàcil i directament, les distribucions de ruptura de materials dielèctrics diferents, tal com es veurà en el decurs d'aquesta memòria.

3.4 Discussió en funció dels defectes generats al dielèctric

Al llarg del procediment seguit per obtenir les distribucions de ruptura en el marc del model percolatiu, s'ha constatat que la diferència entre els diversos tipus d'estrès, rau en l'evolució dels defectes generats al dielèctric. Així doncs, es pot demostrar que les relacions entre els paràmetres estadístics de ruptura, es poden obtenir relacionant només les evolucions de les densitats de defectes. Al cap i a la fi, la probabilitat acumulada de ruptura només depèn de la densitat de defectes generats.

El nombre de defectes generats a l'òxid de porta, sota un estrès de tensió constant, queda determinat per l'Eq 2-6:

$$n_{DEF}(t) = \left(\frac{t}{\tau_T} \right)^\alpha$$

Mentre que l'Eq 3-8, expressa l'evolució temporal de n_{DEF} sota un estrès amb rampa de tensió:

$$n_{DEF}(t) = a_0 \sigma \xi_0 R^{m\alpha} \left[\frac{t^{m+1}}{m+1} \right]^\alpha = \left[\frac{R^m t^{m+1}}{\tau_{T0}(m+1)} \right]^\alpha$$

Es pot rescriure l'última expressió per obtenir la generació de defectes, amb rampa de tensió, en funció de V_G , tenint present que $V_G = Rt$:

$$n_{DEF}(V_G) = \left[\frac{V_G^{m+1}}{\tau_{T0}(m+1)R} \right]^\alpha \quad \text{Eq 3-18}$$

Igualant les equacions Eq 2-6 i Eq 3-18, s'obté una relació directa entre el temps (amb tensió constant) i la tensió (amb rampa de tensió) pels quals el dielèctric ha sofert

la mateixa degradació. Dit d'altra manera, s'estableix una relació punt a punt, entre totes dues distribucions amb els diferents estressos:

$$V_G = \left[t(m+1)V_C^m R \right]^{\frac{1}{m+1}} \quad \text{Eq 3-19}$$

El resultat obtingut és equivalent al resultat donat per l'Eq 3-17, amb l'important particularitat que l'Eq 3-19 dóna una relació entre el temps i la tensió aplicada. En canvi l'Eq 3-17, tan sols relacionava les vides característiques de les distribucions de ruptura. Per tant, era un cas particular (corresponent a $W=0$) de la solució general (per qualsevol W) trobada ara.

D'altra banda, l'anàlisi fet en les seccions anteriors era totalment necessari, ja que la discussió en termes de la densitat de defectes, no determina la relació que hi ha entre els factors de forma (pendents) de les distribucions de ruptura pels diferents tipus d'estrès.

3.5 Corroboració dels resultats amb altres procediments

L'objectiu d'aquest apartat és comprovar els resultats que s'han obtingut aplicant el model percolatiu, amb els resultats d'altres autors, que han seguit un procediment diferent, basat en l'anomenada "*Damage Function*" [6] o "Funció Degradació", que permet relacionar la tensió característica de ruptura quan s'aplica una rampa de tensió, amb el temps de ruptura amb estrès a tensió constant.

A partir del model d'acceleració descrit per Eq 2-13

$$\tau = \tau_0 V_C^{-m}$$

i fent una hipòtesi de degradació lineal en el temps, es defineix la "*Damage Function*" per a un estrès a tensió constant com

$$D(t) = \int_0^t \frac{dt}{\tau_0 V_C^{-m}} \quad \text{Eq 3-20}$$

Establint la condició crítica $D(\tau) = 1$ s'obté

$$D(\tau) = \int_0^{\tau} \frac{dt}{\tau_0 V_C^{-m}} = \frac{\tau}{\tau_0 V_C^{-m}} = 1 \quad \text{Eq 3-21}$$

Anàlogament, amb un estrès de rampa de tensió, amb $V_G = Rt$, s'obté

$$D(t) = \int_0^{\frac{V_G}{R}} \frac{dt}{\tau_0 (Rt)^{-m}} = \int_0^{\frac{V_G}{R}} \frac{R^m t^m}{\tau_0} dt = 1 \quad \text{Eq 3-22}$$

$$D(V_v) = \int_0^{\frac{V_v}{R}} \frac{R^m t^m}{\tau_0} dt = \left[\frac{R^m}{\tau_0} \frac{t^{m+1}}{(m+1)} \right]_0^{\frac{V_v}{R}} = \frac{V_v^{m+1}}{\tau_0 R(m+1)} = 1 \quad \text{Eq 3-23}$$

on V_v fa referència a la tensió de ruptura amb rampa de tensió, o dit d'una altra manera, la vida característica de la distribució, amb estrès de rampa de tensió, i representant la distribució en funció de la tensió aplicada.

Arribats a aquest punt, es poden igualar les expressions Eq 3-21 i Eq 3-23:

$$\frac{\tau}{\tau_0 V_C^{-m}} = \frac{V_v^{m+1}}{\tau_0 R(m+1)} = 1$$

$$V_v = \left[\tau(m+1) V_C^m R \right]^{\frac{1}{m+1}} \quad \text{Eq 3-24}$$

Efectivament el resultat és equivalent a l'Eq 3-17.

Per últim, podem trobar la relació entre els pendents de la distribució de Weibull, per un estrès de tensió constant i per una rampa de tensió, comparant i identificant termes, entre l'expressió de la distribució de Weibull genèrica en funció de V_G

$$W(V_G) = \ln \left(\frac{V_G}{V_v} \right)^{\beta_v} = \ln \left(\frac{V_G}{\left[\tau V_C^m (m+1) R \right]^{\frac{1}{m+1}}} \right)^{\beta_v} \quad \text{Eq 3-25}$$

i l'expressió de la distribució de Weibull basada en la “*Damage Function*”:

$$W(D) = \ln D^\beta \quad \text{Eq 3-26}$$

Introduint l'Eq 3-23 en l'expressió anterior:

$$W(V_G) = \ln \left[\frac{V_G^{m+1}}{\tau_0 R(m+1)} \right]^\beta \quad \text{Eq 3-27}$$

Recordant el model d'acceleració descrit per Eq 2-13, i manipulant el resultat:

$$W(V_G) = \ln \left(\frac{V_G}{\left[\tau V_C^m (m+1) R \right]^{\frac{1}{m+1}}} \right)^{\beta(m+1)} \quad \text{Eq 3-28}$$

Comparant les Eq 3-25 i Eq 3-28, és immediat comprovar que l'aplicació d'aquest mètode condueix al resultat que ja s'havia obtingut, descrit a l'Eq 3-15:

$$\beta_v = \beta(m+1)$$

D'aquesta manera, s'ha comprovat que l'aplicació del model de cel·les percolatiu, als experiments realitzats amb rampa de tensió, condueix a les mateixes relacions amb els experiments realitzats a tensió constant, que les obtingudes per altres autors utilitzant el concepte de “*Damage Function*” (“Funció Degradació”).

Aquest fet no és d'estranyar, ja que el model percolatiu es basa en assolir una densitat crítica de defectes, que acaba generant el camí de ruptura a través del dielèctric. Aquest concepte és el que s'assumeix implícitament també sota el nom de “Funció Degradació” en aquest altre procediment.

4 MODEL PERCOLATIU DE CEL·LES PER AÏLLANTS MULTICAPA

Com s'ha explicat a la secció 1.2, a banda de la necessitat dels dielèctrics High-K, resulta interessant disposar de diferents materials per poder combinar-los, i aconseguir un dielèctric amb les propietats requerides (podríem dir que “dissenyades a mida”).

És per això que en el present capítol, es presenta l'aplicació del model de cel·les percolatiu per a aïllants multicapa. Més concretament, es fa l'estudi sobre un dielèctric format per nanolàmines de dos materials diferents, com el mostrat a la Figura 4-1. Per implementar aquests tipus de dielèctrics obtenint els millors resultats, s'intercalen les capes d'un i altre material.

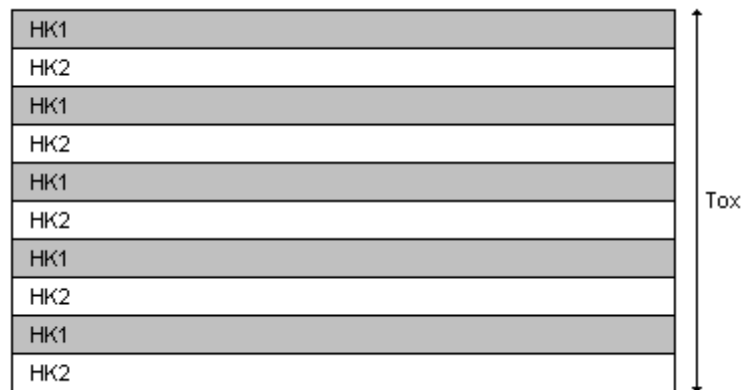


Figura 4-1 – Òxid de porta compostat de nanolàmines de dos materials high-K

Un cop obtingudes les expressions que determinen les distribucions de ruptura del dielèctric multicapa, l'objectiu final serà relacionar-les amb les distribucions dels dielèctrics per separat, obtingudes en l'estudi fet al capítol 2. D'aquesta manera, establint una relació entre els diferents paràmetres que defineixen la distribució, es podrà predir quina serà la fiabilitat d'un dispositiu amb un dielèctric format per nanolàmines de dos materials diferents, a partir dels resultats obtinguts d'experiments amb dielèctrics dels materials per separat.

Tot i que aquest tipus d'aïllants multicapa s'implementen de la forma mostrada a la Figura 4-1, el model percolatiu basat en cel·les, no té en compte la distribució de les capes a l'òxid. El paràmetre implicat en l'anàlisi és el gruix d'òxid que aporta cada un dels materials al gruix total. Així doncs, per simplificar l'anàlisi, es considera un òxid format per dues capes, com es mostra a la Figura 4-2, on cada una d'elles tindrà un gruix total, resultant de la suma dels gruixos de cada una de les capes del material corresponent.

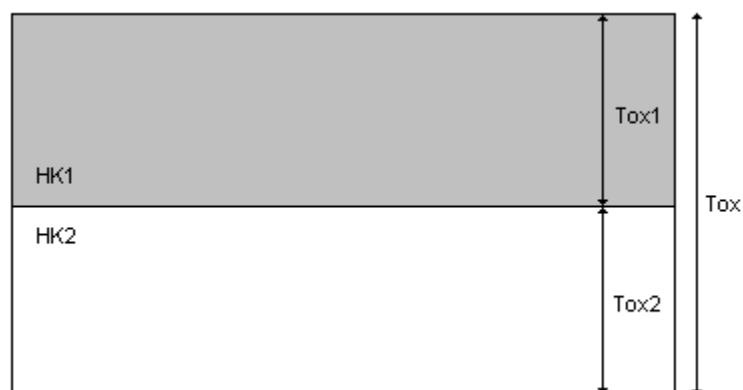


Figura 4-2 – Distribució de les nanolàmines equivalent per l'aplicació del model

D'altra banda, en aquest anàlisi, es considera la hipòtesi que la generació de defectes en cada un dels materials, està governada per la tensió total aplicada al dielèctric complet. Aquesta hipòtesi sembla la més raonable si es tenen en compte els mecanismes que actuen en la degradació del dielèctric, tot i que no es tractaran aquí.

Com a contraposició, en l'apartat 5.1, es farà l'estudi del model, considerant que la tensió aplicada es reparteix entre els dos materials segons les propietats de cada un d'ells, i en l'apartat 5.2 es tractarà la hipòtesi que la generació de defectes és controlada pel camp elèctric present en cada capa. D'aquesta manera disposarem de models alternatius per poder comparar-los amb els resultats experimentals, i comprovar quin d'ells és més adient.

Entrant de ple en l'anàlisi, es parteix de l'Eq 2-3, que relaciona la distribució de ruptura, en funció de la probabilitat de que s'obri un camí de percolació:

$$W(\lambda) = \ln[N'_{PATH} P_{PATH}] = \ln[N'_{PATH} \lambda^{n'}]$$

Per un òxid format per dues capes diferents, la probabilitat que s'obri un camí a través de les dues capes, es pot expressar com el producte de les respectives probabilitats per cada una de les capes independents:

$$\lambda^{n'} = \lambda_1^{n'_1} \lambda_2^{n'_2} \quad \text{Eq 4-1}$$

on $n'_1 = \frac{t'_{OX_1}}{a_{0_1}}$ i $n'_2 = \frac{t'_{OX_2}}{a_{0_2}}$, corresponen als gruixos de cada una de les capes dels diferents dielèctrics que formen l'òxid de porta de l'aïllant nanolaminat, mentre que $n' = n'_1 + n'_2$ correspon al gruix total del dielèctric.

N'_{PATH} representa el número de columnes en que queda dividit el dielèctric, en el model percolatiu aplicat, amb $N'_{PATH} = \frac{A'_{OX}}{\sigma}$, sent A'_{OX} l'àrea del dispositiu nanolaminat.

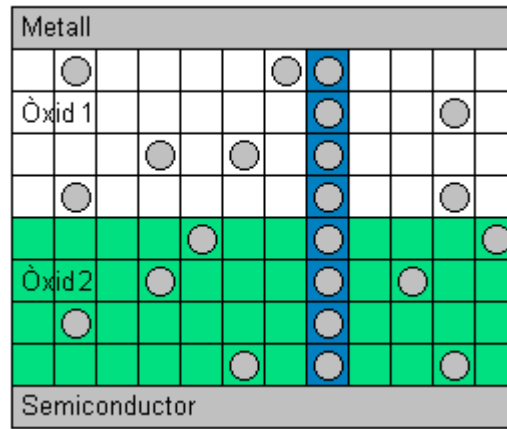


Figura 4-3 – Generació de defectes i camí de percolació pel model de cel·les per aïllants de dues capes

Finalment, la distribució de Weibull, en funció de λ_1 i λ_2 , és:

$$W(\lambda_1, \lambda_2) = \ln[N'_{PATH} \lambda_1^{n'_1} \lambda_2^{n'_2}] \quad \text{Eq 4-2}$$

Aquesta expressió permet determinar la distribució de ruptura, tan sols trobant les evolucions temporals de la generació de defectes en cada capa, segons quin tipus d'estrès s'apliqui.

4.1 Model analític de la distribució de ruptura dielèctrica a tensió constant

En la secció 2.1 es va determinar l'evolució que seguia la probabilitat de defecte en una cel·la, quan se li aplicava una tensió constant, i venia donada per Eq 2-8:

$$\lambda = 1 - \exp\left(-\left(\frac{t}{\tau_T}\right)^\alpha\right)$$

on apareixen els paràmetres de degradació α i τ_T .

La distribució de Weibull, a partir de Eq 4-2 és:

$$W(t) = \ln(N'_{PATH}) + n'_1 \ln\left[1 - \exp\left(-\left(\frac{t}{\tau_{T_1}}\right)^{\alpha_1}\right)\right] + n'_2 \ln\left[1 - \exp\left(-\left(\frac{t}{\tau_{T_2}}\right)^{\alpha_2}\right)\right] \quad \text{Eq 4-3}$$

A priori, no es pot fer l'aproximació $1 - \exp\left(-\left(\frac{t}{\tau_T}\right)^\alpha\right) \approx \left(\frac{t}{\tau_T}\right)^\alpha$, que simplifica

molt l'anàlisi, pel fet que permet obtenir una distribució lineal amb $\ln(t)$. Aquesta aproximació només és possible quan es treballa amb baixos percentatges de degradació, però ara la distribució obtinguda conté diferents temps de transició τ_T , el que significa que la velocitat de degradació de cada un dels materials és diferent. Així doncs, segons en quin punt de l'estrès ens trobem, cada material pot trobar-se en alts o baixos percentatges de degradació.

En aquest punt resulta interessant disposar d'alguna gràfica que mostri una simulació de la distribució donada per Eq 4-3, per així donar una idea dels aspectes més importants.

A la Figura 4-4 es mostra la distribució de ruptura del dielèctric multicapa. S'han ressaltat els punts corresponents als temps de transició de cada material, τ_{T_1} i τ_{T_2} . De

la gràfica se'n dedueix que el material dielèctric 1 pateix una degradació més ràpida que el material dielèctric 2. Precisament τ_T representa l'instant, a partir del qual, es pot considerar que el material corresponent està tan degradat, que ha perdut les seves propietats dielèctriques, i ja no contribueix en l'acció aïllant.

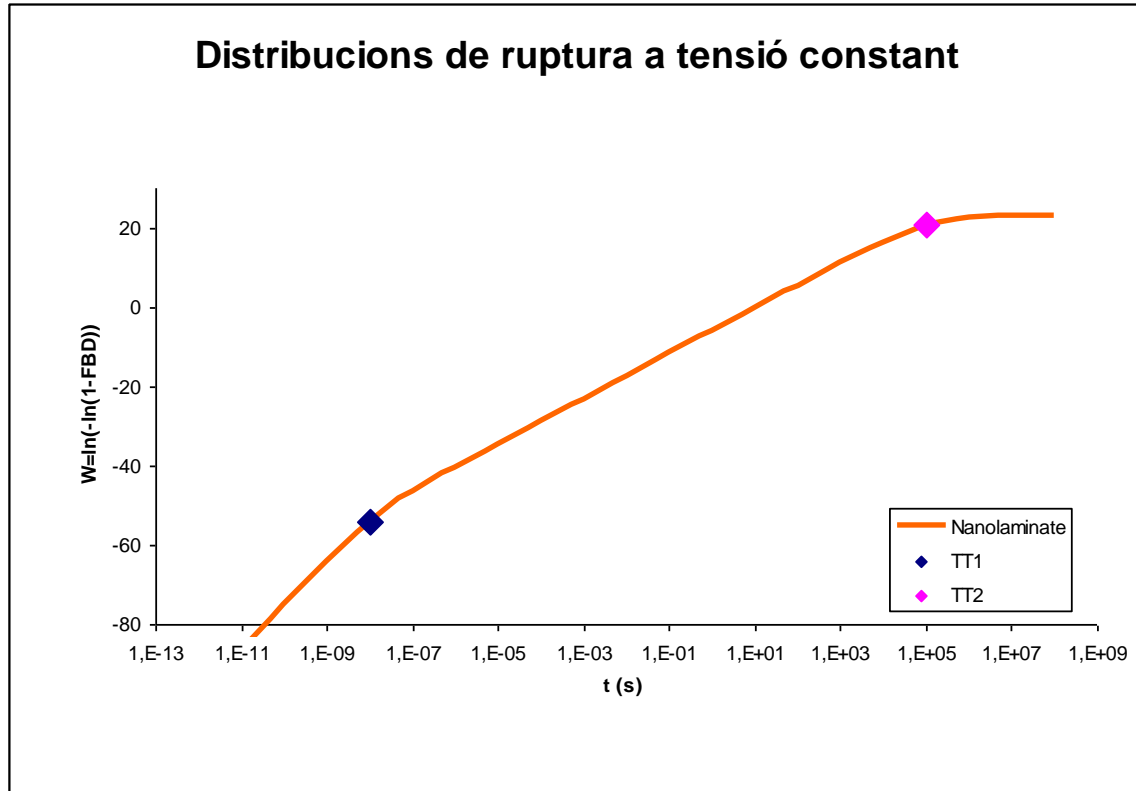


Figura 4-4 – Distribució de ruptura (representant l'expressió analítica) d'un dielèctric format per nanolàmines. Es representen els temps de transició τ_{T1} i τ_{T2} . La simulació s'ha realitzat amb $m=40$, $V_C=7$ V, $\alpha=0.5$, $n=10$, $N_{PATH}=1 \times 10^{10}$, $\tau_1=1 \times 10^{-10}$ s i $\tau_2=1 \times 10^3$ s.

A partir de la definició de la distribució de Weibull, donada per l'Eq 1-5, es pot deduir l'interval d'interès per un experiment concret, amb una certa població estadística.

Així doncs, per poblacions estadístiques de 100 mostres, obtenim $W_{MAX} \approx 1.53$. Fins i tot per poblacions enormes (des del punt de vista del temps que cal per fer experiments amb tantes mostres) com ara 10.000, trobem $W_{MAX} \approx 2.2$.

Observant la Figura 4-4, la distribució no comença a corbar-se fins a $W > 10$. Aquest punt, queda molt lluny de l'interval d'observació d'un experiment real. En aquest

sentit, fixem-nos en el fet de que la distribució es pot aproximar per una distribució de Weibull (lineal amb $\ln(t)$), en tot l'interval d'interès del Weibit ($W \approx -4$ fins a $W \approx 2$).

De la figura, se'n poden distingir uns evidents canvis asimptòtics, on es poden diferenciar tres pendents.

Ja hem comentat que la part de la corba $W > 5$, no interessa des del punt de vista experimental. De fet la saturació que s'observa al voltant de $W = 20$, és resultat de que els dos termes exponencials de l'expressió matemàtica que s'ha deduït per la distribució de ruptura, donada a Eq 4-3, es poden aproximar per 1, de manera que $W = \ln(N'_{PATH})$ en aquest tram. Però cal insistir en que aquest fet no és observable en cap experiment, i que τ_{T_2} sempre queda fora de la finestra d'observació.

D'aquest fet se'n deriva que es pugui simplificar l'Eq 4-3, amb l'aproximació $1 - \exp\left(-\left(\frac{t}{\tau_{T_2}}\right)^{\alpha_2}\right) \approx \left(\frac{t}{\tau_{T_2}}\right)^{\alpha_2}$, ja que l'aïllant 2 es troba sempre en baixos percentatges de degradació, en l'interval d'interès. Així doncs, la distribució de ruptura del dielèctric nanolaminat es pot rescriure com:

$$W(t) = \ln(N'_{PATH}) + n'_1 \ln\left[1 - \exp\left(-\left(\frac{t}{\tau_{T_1}}\right)^{\alpha_1}\right)\right] + \alpha_2 n'_2 \ln\left(\frac{t}{\tau_{T_2}}\right) \quad \text{Eq 4-4}$$

En canvi, el límit asimptòtic donat per τ_{T_1} , no sempre queda situat fora de l'interval d'observació, sinó que depèn de la relació entre τ_{T_1} i τ_{T_2} . Si tots dos aïllants que formen el dielèctric multicapa, tenen una velocitat de degradació similar, amb τ_1 i τ_2 no molt allunyats (en ordres de magnitud), tindrem que τ_{T_1} queda situat dintre del marc observable de la Weibit, i no es podrà aproximar la distribució per una distribució de Weibull, com mostra la Figura 4-5.

Però si els dos aïllants tenen velocitats de degradació molt diferents, com és el cas dels materials estudiats en aquest projecte, τ_{T_1} també queda situada molt allunyada

de l'interval d'interès, i es pot fer l'aproximació $1 - \exp\left(-\left(\frac{t}{\tau_{T_1}}\right)^{\alpha_1}\right) \approx 1$, ja que el dielèctric

1 es troba en un estat de degradació molt elevat. D'aquesta manera es pot simplificar

encara més la distribució de ruptura del dielèctric multicapa, i rescriure-la com una distribució de Weibull:

$$W(t) = \ln(N'_{PATH}) + \alpha_2 n'_2 \ln\left(\frac{t}{\tau_{T_2}}\right) \quad \text{Eq 4-5}$$

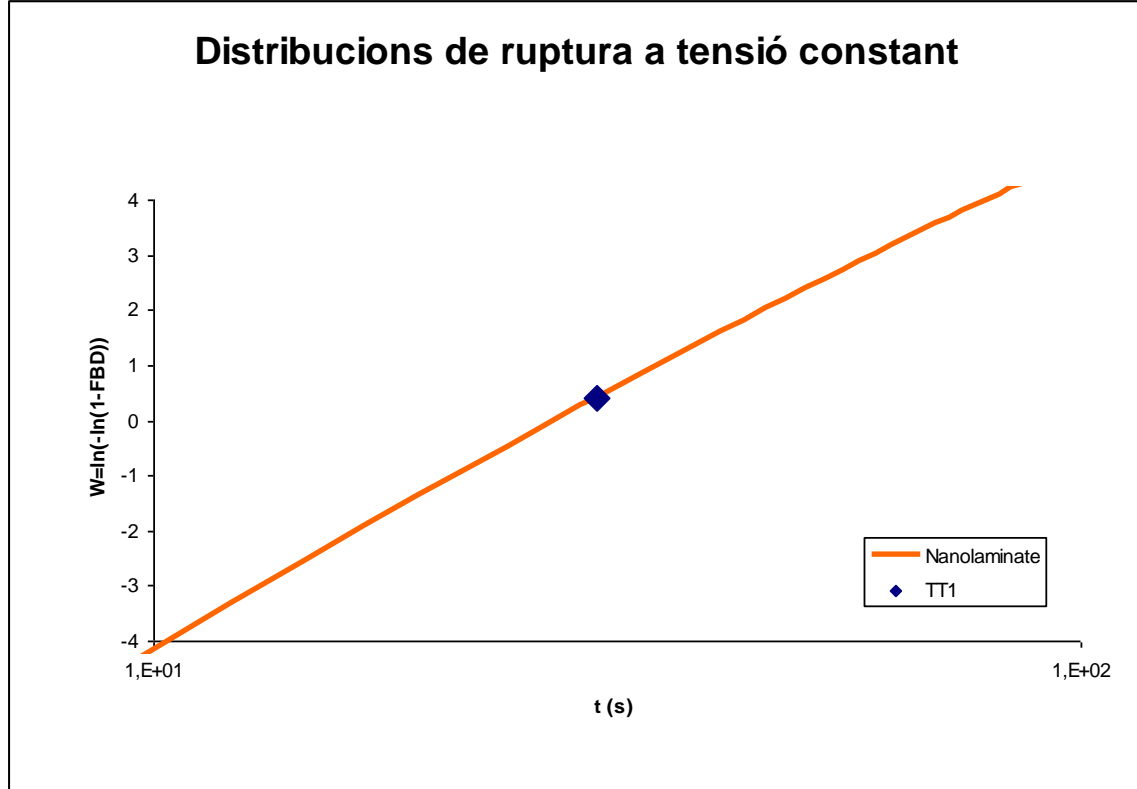


Figura 4-5 - Distribució de ruptura d'un dielèctric format per nanolàmines amb $\tau_1=0.3$ s i $\tau_2=1 \times 10^3$ s. La simulació s'ha realitzat amb $m=40$, $V_C=7$ V, $\alpha=0.5$, $n=10$ i $N_{PATH}=1 \times 10^{10}$.

4.2 Model analític de la distribució de ruptura dielèctrica amb rampa de tensió

Les Eq 4-2 i Eq 3-9 determinaven la distribució de ruptura en funció de λ , i la probabilitat de que una cel·la sigui defectuosa λ , sota un estrès amb rampa de tensió:

$$W(\lambda_1, \lambda_2) = \ln\left[N'_{PATH} \lambda_1^{n'_1} \lambda_2^{n'_2}\right]$$

$$\lambda(t) = 1 - \exp(-n_{DEF}) = 1 - \exp\left(-R^{m\alpha} \left[\frac{t^{m+1}}{\tau_{T0}(m+1)}\right]^\alpha\right)$$

$$\lambda(t) = 1 - \exp\left(-\left[\frac{t}{\tau_{T0}^{\frac{1}{m+1}}(m+1)^{\frac{1}{m+1}} R^{\frac{1}{m+1}}}\right]^{\alpha(m+1)}\right) = 1 - \exp\left(-\left[\frac{t}{\tau_{TV}}\right]^{\alpha(m+1)}\right)$$

$$\lambda(V_G) = 1 - \exp\left(-\left[\frac{V_G}{\tau_{T0}^{\frac{1}{m+1}}(m+1)^{\frac{1}{m+1}} R^{\frac{1}{m+1}}}\right]^{\alpha(m+1)}\right) = 1 - \exp\left(-\left[\frac{V_G}{V_{TV}}\right]^{\alpha(m+1)}\right)$$

amb:

$$\tau_{TV} = \tau_v N_{PATH}^{\frac{1}{(m+1)\alpha n}} = \tau_{T0}^{\frac{1}{m+1}} (m+1)^{\frac{1}{m+1}} R^{\frac{1}{m+1}} \quad \text{Eq 4-6}$$

$$V_{TV} = V_v N_{PATH}^{\frac{1}{(m+1)\alpha n}} = \tau_{T0}^{\frac{1}{m+1}} (m+1)^{\frac{1}{m+1}} R^{\frac{1}{m+1}} = R \tau_{TV} \quad \text{Eq 4-7}$$

on τ_{TV} és el temps de transició amb estrès amb rampa de tensió (en analogia amb τ_T amb tensió constant), i V_{TV} representa la tensió de transició, quan la distribució es representa en funció de V_G .

Combinant les expressions anteriors s'obté la distribució de ruptura, pel dielèctric multicapa, sota un estrès amb rampa de tensió. En funció del temps és:

$$W(t) = \ln(N'_{PATH}) + n'_1 \ln\left[1 - \exp\left(-\left(\frac{t}{\tau_{TV_1}}\right)^{\alpha_1(m+1)}\right)\right] + n'_2 \ln\left[1 - \exp\left(-\left(\frac{t}{\tau_{TV_2}}\right)^{\alpha_2(m+1)}\right)\right] \quad \text{Eq 4-8}$$

I en funció de la tensió aplicada V_G :

$$W(V_G) = \ln(N'_{PATH}) + n'_1 \ln\left[1 - \exp\left(-\left(\frac{V_G}{V_{TV_1}}\right)^{\alpha_1(m+1)}\right)\right] + n'_2 \ln\left[1 - \exp\left(-\left(\frac{V_G}{V_{TV_2}}\right)^{\alpha_2(m+1)}\right)\right] \quad \text{Eq 4-9}$$

Aquestes són les expressions complertes de les distribucions de ruptura. Es poden fer les aproximacions explicades a la secció 4.1, per tal de linialitzar la corba en funció de $\ln(t)$ i $\ln(V_G)$, on ens fixàvem en la distribució només en l'interval Weibit d'interès:

$$W(t) = \ln(N'_{PATH}) + n'_2 \alpha_2 (m+1) \ln\left(\frac{t}{\tau_{TV_2}}\right) \quad \text{Eq 4-10}$$

$$W(V_G) = \ln(N'_{PATH}) + n'_2 \alpha_2 (m+1) \ln\left(\frac{V_G}{V_{TV_2}}\right) \quad \text{Eq 4-11}$$

4.3 Relació entre les distribucions de ruptura de l'aïllant nanolaminat i dels aïllants que el constitueixen

L'objectiu és obtenir una distribució, de la qual se'n pugui extreure el factor de forma, així com el temps de ruptura, definit pel punt corresponent a $W(t)=0$, de tal manera que es puguin relacionar amb les expressions que definien la distribució per cada un dels aïllants per separat.

Manipulant l'Eq 4-5, podem escriure la distribució sota estrès de tensió constant com:

$$W(t) = \beta' \ln\left(\frac{t}{\tau'}\right) = \alpha_2 n'_2 \ln\left(\frac{t}{N'_{PATH} \frac{1}{\alpha_2 n'_2} \tau_{T_2}}\right) \quad \text{Eq 4-12}$$

D'igual manera, les distribucions de ruptura amb rampa de tensió es poden escriure de la següent manera:

$$W(t) = \beta'_v \ln\left(\frac{t}{\tau'_v}\right) = (m+1) \alpha_2 n'_2 \ln\left(\frac{t}{N'_{PATH} \frac{1}{(m+1) \alpha_2 n'_2} \tau_{TV_2}}\right) \quad \text{Eq 4-13}$$

$$W(V_G) = \beta'_v \ln \left(\frac{V_G}{V'_v} \right) = (m+1)\alpha_2 n'_2 \ln \left(\frac{V_G}{N'_{PATH} \frac{1}{(m+1)\alpha_2 n'_2} V_{TV_2}} \right) \quad \text{Eq 4-14}$$

A la vista dels resultats obtinguts, es poden expressar el factor de forma i el temps de ruptura, per la distribució del dielèctric format per nanolàmines com:

$$\beta' = \alpha_2 n'_2 = \alpha_2 n_2 \frac{n'_2}{n_2} = \beta_2 \frac{t'_{OX_2}}{t_{OX_2}} \quad \text{Eq 4-15}$$

$$\beta'_v = (m+1)\alpha_2 n'_2 = (m+1)\alpha_2 n_2 \frac{n'_2}{n_2} = \beta_{v_2} \frac{t'_{OX_2}}{t_{OX_2}} \quad \text{Eq 4-16}$$

$$\tau' = N'_{PATH} \frac{1}{\alpha_2 n'_2} \tau_{T_2} = N'_{PATH} \frac{1}{\beta'} \tau_{T_2} \quad \text{Eq 4-17}$$

$$\tau'_v = N'_{PATH} \frac{1}{(m+1)\alpha_2 n'_2} \tau_{TV_2} = N'_{PATH} \frac{1}{\beta'_v} \tau_{TV_2} \quad \text{Eq 4-18}$$

$$V'_v = N'_{PATH} \frac{1}{(m+1)\alpha_2 n'_2} V_{TV_2} = N'_{PATH} \frac{1}{\beta'_v} V_{TV_2} \quad \text{Eq 4-19}$$

on β_2 i β_{v_2} representen el factor de forma de la distribució de ruptura del material dielèctric que té una degradació més lenta, així com t_{OX_2} és l'espessor d'aquest material (quan no forma part del dielèctric multicapa).

Els paràmetres τ_{T_2} , τ_{TV_2} i V_{TV_2} s'obtenen a partir de les dades extretes dels experiments fets amb els dielèctrics separats. D'aquesta manera, un cop obtingudes experimentalment les distribucions dels aïllants per separat, podrem fer una predicció de com serà la distribució de ruptura del dielèctric format per capes d'aquests aïllants.

La principal conclusió que se'n pot extreure és que, la distribució de ruptura d'aquest tipus de dielèctrics, queda governada pels paràmetres del material que pateix una degradació més lenta. Es pot controlar el factor de forma i el temps de ruptura de la

nova distribució, variant l'espessor d'aquest aïllant, $\frac{t'_{OX_2}}{t_{OX_2}}$.

Per exemple, en la Figura 4-6, es pot observar com el pendent de la distribució pel dielèctric multicapa β' , és la meitat que β_2 , ja que $\frac{t'_{OX_2}}{t_{OX_2}} = \frac{1}{2}$. D'altra banda, és destacable el fet que el temps de ruptura del nou dielèctric queda situat entre τ_1 i τ_2 , podent controlar el seu valor amb la relació $\frac{t'_{OX_2}}{t_{OX_2}}$, tal com s'ha explicat.

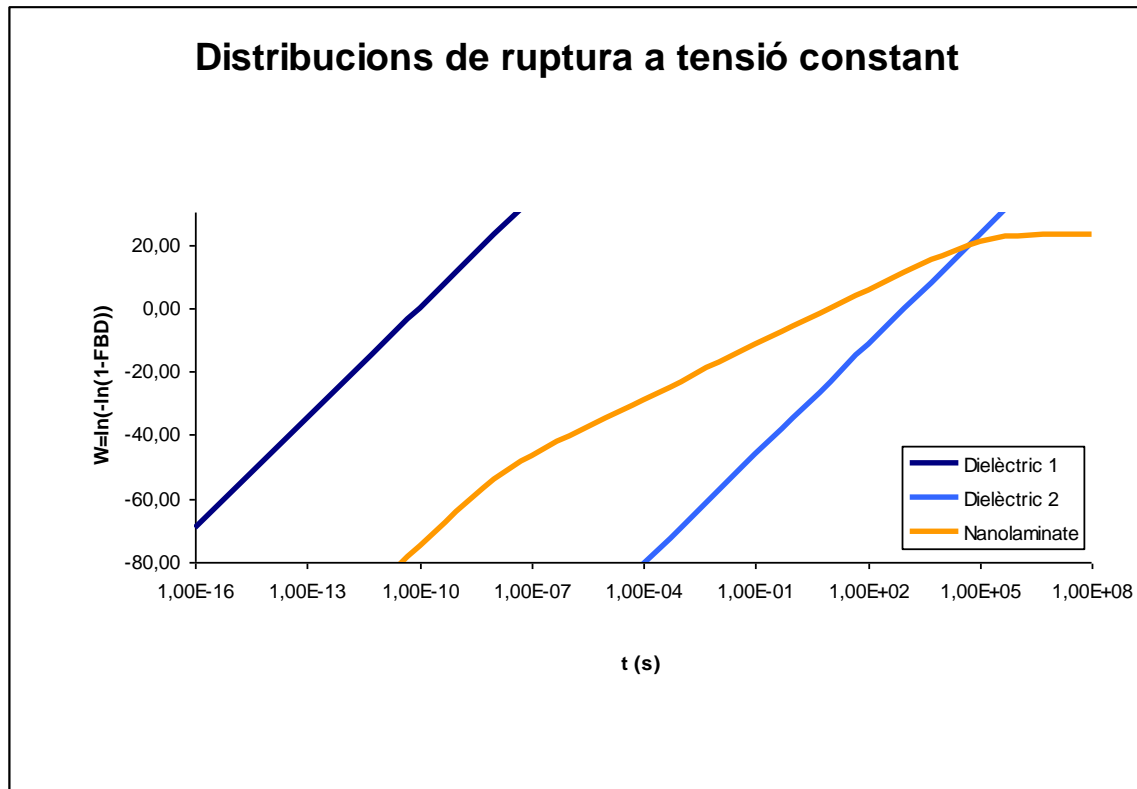


Figura 4-6 – Comparació de les distribucions de ruptura del material multicapa i els materials aïllants per separat. La simulació s'ha realitzat amb $m=40$, $V_C=7$ V, $\alpha=0.5$, $n_1=n_2=10$, $n'_1=n'_2=5$, $N_{PATH}=1 \times 10^{10}$, i $\tau_1=1 \times 10^{-10}$ s i $\tau_2=1 \times 10^3$ s.

5 MODELS ALTERNATIUS

En l'estudi del model percolatiu de cel·les per aïllants multicapa del capítol 4, es considera la hipòtesi que la generació de defectes en cada un dels materials, queda governada per la tensió total aplicada al dielèctric complet.

L'objectiu del present capítol, es considerar diferents hipòtesis segons quin sigui el paràmetre que governa la generació de defectes en cada un dels aïllants.

En un primer punt, s'analitza la repercussió sobre els resultats, de l'aplicació del model percolatiu, considerant la hipòtesi que la tensió aplicada a l'aïllant multicapa, es reparteix entre els dos materials, segons les propietats dielèctriques de cada un d'ells.

Posteriorment, es fa el tractament del model percolatiu, partint de la hipòtesi que la generació de defectes, en comptes de ser controlada per la tensió aplicada, és governada pel camp elèctric present en cada dielèctric.

D'aquesta manera, es pretén disposar de diferents alternatives, en les expressions analítiques que descriuen la distribució de ruptura dels aïllants multicapa, per posteriorment, poder comparar-les amb els resultats experimentals de les mesures, i decidir quina és la més escaient.

5.1 Model amb diferents tensions per cada capa de l'aïllant

A continuació es presenta l'estudi de l'efecte que té sobre els resultats obtinguts al capítol 4, el fet de considerar que els defectes generats a cada un dels materials aïllants que formen l'òxid multicapa, estan controlats per la tensió que cau en aquest material. Així, en comptes de considerar que és la tensió total, la que domina sobre les dues capes, és considera la hipòtesi que la tensió V_G es reparteix en cada capa segons les propietats dielèctriques de cada material.

Es defineix el vector desplaçament del camp elèctric com

$$\vec{D} = K\epsilon_0 \vec{E} \quad \text{Eq 5-1}$$

on K és la constant dielèctrica del material i ϵ_0 la permitivitat del buit.

En la interfície de les dues capes, la diferència entre les components normals del vector desplaçament, és deguda a una densitat superficial de càrrega:

$$\hat{n}(\vec{D}_1 - \vec{D}_2) = \sigma \quad \text{Eq 5-2}$$

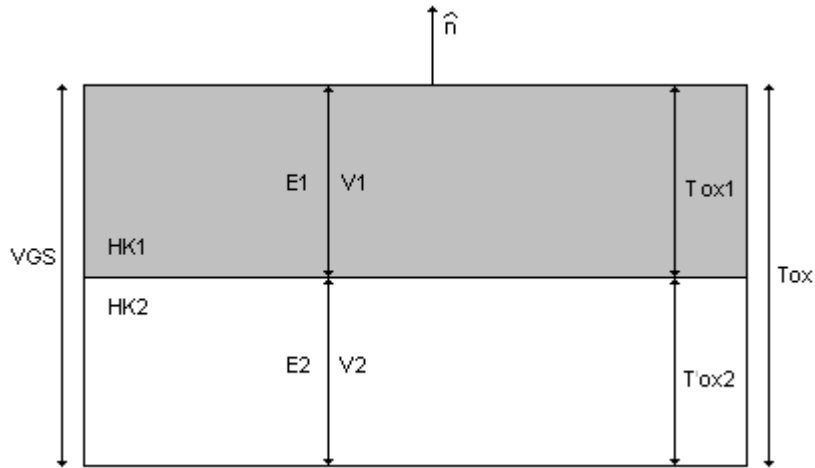


Figura 5-1 – Distribució de les nanolàmines amb diferents tensions a cada capa

Suposant el cas ideal per simplificar les expressions, amb $\sigma=0$:

$$\vec{D}_1 = \vec{D}_2$$

$$K_1 \epsilon_0 \vec{E}_1 = K_2 \epsilon_0 \vec{E}_2$$

$$\vec{E}_2 = \vec{E}_1 \frac{K_1}{K_2} \quad \text{Eq 5-3}$$

D'altra banda la relació entre el camp elèctric i la caiguda de tensió queda determinada per

$$E = \frac{V_G}{t'_{ox}}; \quad E_1 = \frac{V_1}{t'_{ox1}}; \quad E_2 = \frac{V_2}{t'_{ox2}} \quad \text{Eq 5-4}$$

amb $t'_{ox} = t'_{ox1} + t'_{ox2}$ i $V_G = V_1 + V_2$.

A partir de les expressions anteriors:

$$V_G = E_1 t'_{OX1} + E_2 t'_{OX2} = E_1 t'_{OX1} + \left(E_1 \frac{K_1}{K_2} \right) t'_{OX2} = E_1 \left(t'_{OX1} + \frac{K_1}{K_2} t'_{OX2} \right)$$

$$E_1 = \frac{V_G}{t'_{OX1} + \frac{K_1}{K_2} t'_{OX2}}$$

$$V_1 = \frac{V_G}{1 + \frac{K_1}{K_2} \frac{t'_{OX2}}{t'_{OX1}}} \quad \text{Eq 5-5}$$

Seguint el mateix procediment es pot obtenir l'expressió que descriu V_2 :

$$V_2 = \frac{V_G}{1 + \frac{K_2}{K_1} \frac{t'_{OX1}}{t'_{OX2}}} \quad \text{Eq 5-6}$$

Un cop determinades les tensions que cauen en cada una de les dues capes, tan sols cal introduir-les en les expressions trobades per a la distribució de ruptura del model de dues capes. De la Eq 4-12, Eq 4-15 i Eq 4-17:

$$W(t) = \beta' \ln \left[\left(\frac{t}{\tau'} \right) \right]$$

$$\beta' = \alpha_2 n'_2 = \alpha_2 n_2 \frac{n'_2}{n_2} = \beta_2 \frac{t'_{OX2}}{t_{OX2}}$$

$$\tau' = N_{PATH}^{-\frac{1}{\beta'}} \tau_{T_2} = N_{PATH}^{-\frac{1}{\beta'}} \tau_{T0_2} V_2^{-m}$$

on V_2 queda descrita per Eq 5-6.

A la vista dels resultats, el fet d'introduir aquesta variació en la tensió que cau en cada capa, no varia el factor de forma de la distribució de ruptura del dielèctric, sinó que només té un efecte en el factor d'escala de la distribució, de manera que el temps de ruptura es veu modificat.

La Figura 5-2 mostra la comparació gràfica entre les dues hipòtesis estudiades, de la distribució de ruptura per un dielèctric multicapa, on $t_{OX1} = t_{OX2}$. La corba amb

$V_2 = V_C$ correspon al cas tractat en el capítol 4.1, on es considera que és la tensió total aplicada la que condiciona la generació de defectes. Les altres dues corbes corresponen a la distribució considerant la hipòtesi tractada en el present capítol. La condició $V_2 = \frac{V_C}{2}$ es dóna, segons Eq 5-6, quan $K_1 = K_2$. Mentre, que per obtenir $V_2 = \frac{2V_C}{3}$ s'ha de disposar de dos materials dielèctrics amb $K_1 = 2K_2$.

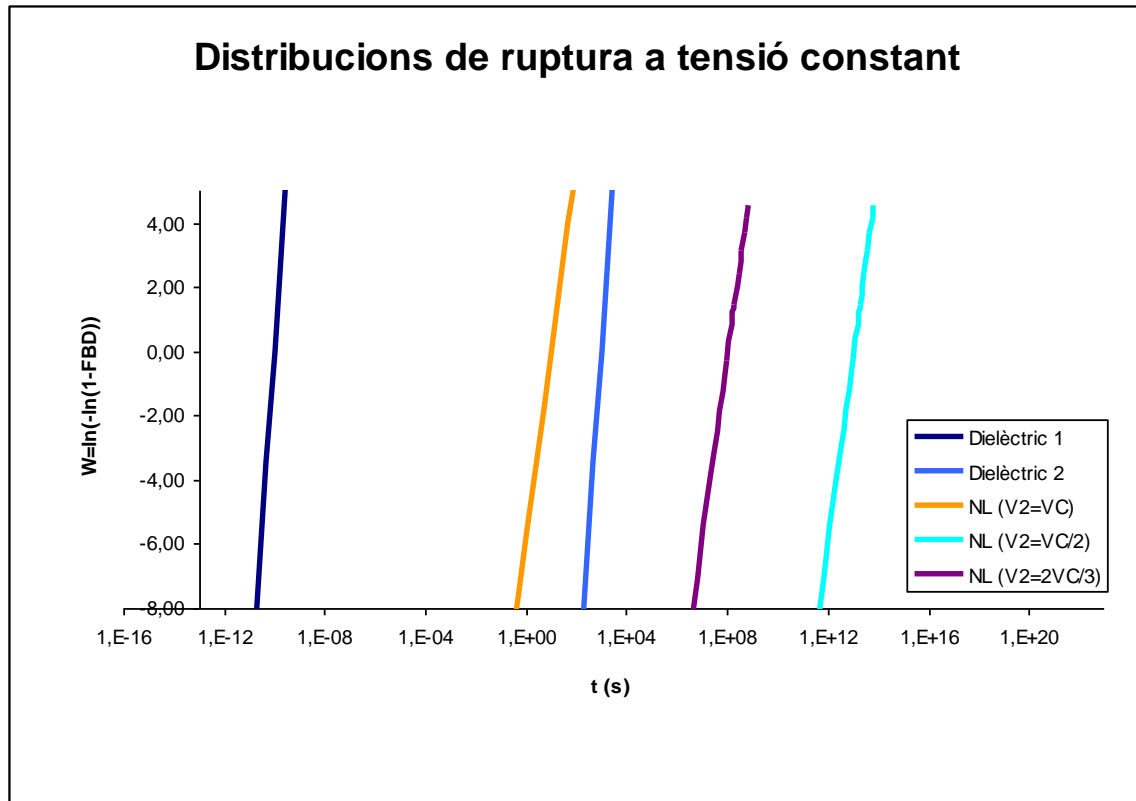


Figura 5-2 – Comparació de les distribucions de ruptura d'un dielèctric multicapa segons les diferents hipòtesis per la tensió que governa la generació de defectes. També es representen les distribucions dels aïllants per separat. La simulació s'ha realitzat amb $m=40$, $V_C=7$ V, $\alpha=0.5$, $n_1=n_2=10$, $n'_1=n'_2=5$, $N_{PATH}=1 \times 10^{10}$ i $\tau_1=1 \times 10^{-10}$ s i $\tau_2=1 \times 10^3$ s.

Com es pot veure, les diferències en el temps de ruptura, segons quina sigui la hipòtesi adoptada, són molt grans. Això és degut a que el model d'acceleració utilitzat, es basa en una llei potencial de la tensió aplicada amb un exponent molt gran, així que petits canvis en la tensió, provoquen un canvi molt important en el factor d'escala de la distribució.

D'altra banda, observem com el temps de ruptura del dielèctric nanolaminat, no queda situat entre els temps de ruptura dels aïllants per separat, com sí que succeeix en els experiments reals, com es veurà més endavant. Es pot veure com el temps de ruptura creix dràsticament, molt per sobre del material que pateix la degradació més lenta, fet que no és consistent amb els resultats experimentals. D'aquesta manera, podem rebutjar la hipòtesi de que sigui la tensió que cau en cada un dels materials, la que controla la ruptura del material nanolaminat.

5.2 Model d'acceleració en funció del camp elèctric

A continuació es fa l'estudi del model percolatiu, considerant la hipòtesi que la generació de defectes és controlada pel camp elèctric present en cada una de les capes del dielèctric.

Fins ara s'ha considerat un model d'acceleració del temps de ruptura, amb la tensió total aplicada a la porta, descrit per Eq 2-13:

$$\tau_T = \tau_{T0} V_G^{-m}$$

Si considerem el camp elèctric com la variable que governa la generació de defectes a l'òxid, en comptes de la tensió aplicada a la porta, amb $E_{OX} = \frac{V_G}{t_{OX}}$, el model d'acceleració es pot rescriure com:

$$\tau_T = \tau_{T0} (E_{OX} t_{OX})^{-m} = \tau_{T0} t_{OX}^{-m} E_{OX}^{-m} = \gamma_{T0} E_{OX}^{-m} \quad \text{Eq 5-7}$$

$$\tau_{T0} = \gamma_{T0} t_{OX}^m \quad \text{Eq 5-8}$$

En els models anteriors es considerava τ_{T0} , un paràmetre constant de degradació del material. En canvi, quan es fa l'anàlisi en funció del camp elèctric, hem de considerar γ_{T0} el paràmetre de degradació constant, mentre que τ_{T0} s'escala amb l'espessor del dielèctric, t_{OX} .

Tot i que estem considerant el camp elèctric com a variable, es convenient representar les distribucions en funció de V_G , ja que és el paràmetre que podem controlar en els experiments realitzats.

La rampa de tensió aplicada és de la forma $V_G = Rt$. S'ha de tenir present que el camp elèctric aplicat a cada capa de l'òxid, és proporcional a la tensió que cau en cada una d'elles. A l'apartat 5.1 s'ha determinat que la tensió total aplicada es reparteix de la següent manera, segons les Eq 5-5 i Eq 5-6:

$$V_1 = \frac{V_G}{1 + \frac{K_1 t'_{OX2}}{K_2 t'_{OX1}}} = \eta_1 V_G; V_2 = \frac{V_G}{1 + \frac{K_2 t'_{OX1}}{K_1 t'_{OX2}}} = \eta_2 V_G$$

$$\text{amb } \eta_1 = \frac{1}{1 + \frac{K_1 t'_{OX2}}{K_2 t'_{OX1}}} \text{ i } \eta_2 = \frac{1}{1 + \frac{K_2 t'_{OX1}}{K_1 t'_{OX2}}}.$$

D'aquesta manera es poden establir les relacions següents per la rampa de tensió aplicada:

$$V_1 = \eta_1 V_G = \eta_1 Rt \quad \text{Eq 5-9}$$

$$V_2 = \eta_2 V_G = \eta_2 Rt \quad \text{Eq 5-10}$$

De Eq 4-2 i Eq 3-18, i amb les expressions anteriors es pot escriure la probabilitat de que una cel·la sigui defectuosa com:

$$\lambda(V_G) = 1 - \exp \left(- \left[\frac{\eta V_G}{[\eta R \tau_{T0} (m+1)]^{\frac{1}{m+1}}} \right]^{\alpha(m+1)} \right)$$

$$\lambda(V_G) = 1 - \exp \left(- \left[\frac{V_G}{\eta^{-\frac{m}{m+1}} [R \gamma_{T0} t'_{OX}]^m (m+1)^{\frac{1}{m+1}}} \right]^{\alpha(m+1)} \right) = 1 - \exp \left(- \left[\frac{V_G}{V'_{TV}} \right]^{\alpha(m+1)} \right) \quad \text{Eq 5-11}$$

$$V'_{TV} = \eta^{-\frac{m}{m+1}} \left[R \gamma_{T0} t'_{OX} \left(\frac{t'_{OX}}{t_{OX}} \right)^m (m+1)^{\frac{1}{m+1}} \right] = \eta^{-\frac{m}{m+1}} \left(\frac{t'_{OX}}{t_{OX}} \right)^{\frac{m}{m+1}} V_{TV} \quad \text{Eq 5-12}$$

On V_{TV} és la tensió de transició pel model controlat per la tensió de porta V_G , descrita per l' Eq 4-7:

$$V_{TV} = [\tau_{T0}(m+1)R]^{\frac{1}{m+1}}$$

El paràmetre de degradació τ_{T0} es pot extreure de l'anàlisi de les distribucions de ruptura, de cada un dels aïllants per separat, obtingudes experimentalment.

L'escalat de l'espessor es contempla a l'Eq 5-12, tot derivat del fet que ara considerem γ_{T0} com el paràmetre de degradació constant, amb la relació

$$\tau_{T0} = \gamma_{T0} t_{OX}^m.$$

D'aquesta manera, s'observa com el nou model, basat en el camp elèctric, modifica la distribució de ruptura del model on es considera la tensió aplicada a la porta com a variable, presentat en el capítol 4, de manera que les tensions de transició queden rectificades per un factor que depèn de l'escalat en l'espessor de cada dielèctric, així com de η , que té en compte com es reparteix la tensió aplicada a la porta en cada capa.

Finalment, la distribució de ruptura en la seva forma completa és:

$$W(V) = \ln(N'_{PATH}) + n'_1 \ln \left[1 - \exp \left(- \left(\frac{V_G}{V'_{TV1}} \right)^{\alpha_1(m+1)} \right) \right] + n'_2 \ln \left[1 - \exp \left(- \left(\frac{V_G}{V'_{TV2}} \right)^{\alpha_2(m+1)} \right) \right] \quad \text{Eq 5-13}$$

amb

$$V'_{TV1} = \eta_1^{-\frac{m}{m+1}} \left(\frac{t'_{OX1}}{t_{OX1}} \right)^{\frac{m}{m+1}} V_{TV1} \quad \text{Eq 5-14}$$

$$V'_{TV2} = \eta_2^{-\frac{m}{m+1}} \left(\frac{t'_{OX2}}{t_{OX2}} \right)^{\frac{m}{m+1}} V_{TV2} \quad \text{Eq 5-15}$$

Pels models anteriors es podia considerar que en el marc d'interès de la distribució graficada en funció de la tensió ($W(V_G) \approx -4$ fins a $W(V_G) \approx 2$), un dels aïllants estava tan degradat que ja havia perdut les propietats dielèctriques, de manera que es podia menysprear, mentre que l'altre aïllant encara es trobava en uns percentatges tant baixos de degradació que es podien fer aproximacions per tal de linialitzar la distribució.

De fet, que es puguin fer aquestes hipòtesis depèn de la diferència que hi ha entre les tensions de transició que presenten cada un dels dos dielèctrics, ja que són els seus valors els que delimiten els diferents trams de la distribució. De les Eq 5-14 i Eq 5-15, es pot deduir que V'_{TV1} i V'_{TV2} poden acabar igualant-se tot i que V_{TV1} i V_{TV2} siguin prou diferents, depenent dels valors de η_1 i η_2 , i dels espessors de cada capa.

Per il·lustrar aquest fet, a la Figura 5-3, es mostra la comparació entre les distribucions de ruptura dels aïllants per separat, i del nanolaminat, tant amb el model considerant la tensió aplicada com a variable, com amb el model que considera el camp elèctric en cada capa, amb $\eta_1=0.45$ i $\eta_2=0.55$.

Amb aquests valors les tensions de transició pel model amb tensió, són $V_{TV1}=4.93V$ i $V_{TV2}=10.24V$, mentre que pel model amb el camp elèctric són $V'_{TV1}=5.47V$ i $V'_{TV2}=9.33V$. Es pot observar com són distingibles els tres trams definits per l'estat de degradació de cada material, i com el marc d'interès queda situat en el tram central, on un dels materials està en alts percentatges de degradació, mentre que l'altre està a baixos percentatges. Sota aquestes condicions es podrien fer les mateixes aproximacions que en el model amb tensió.

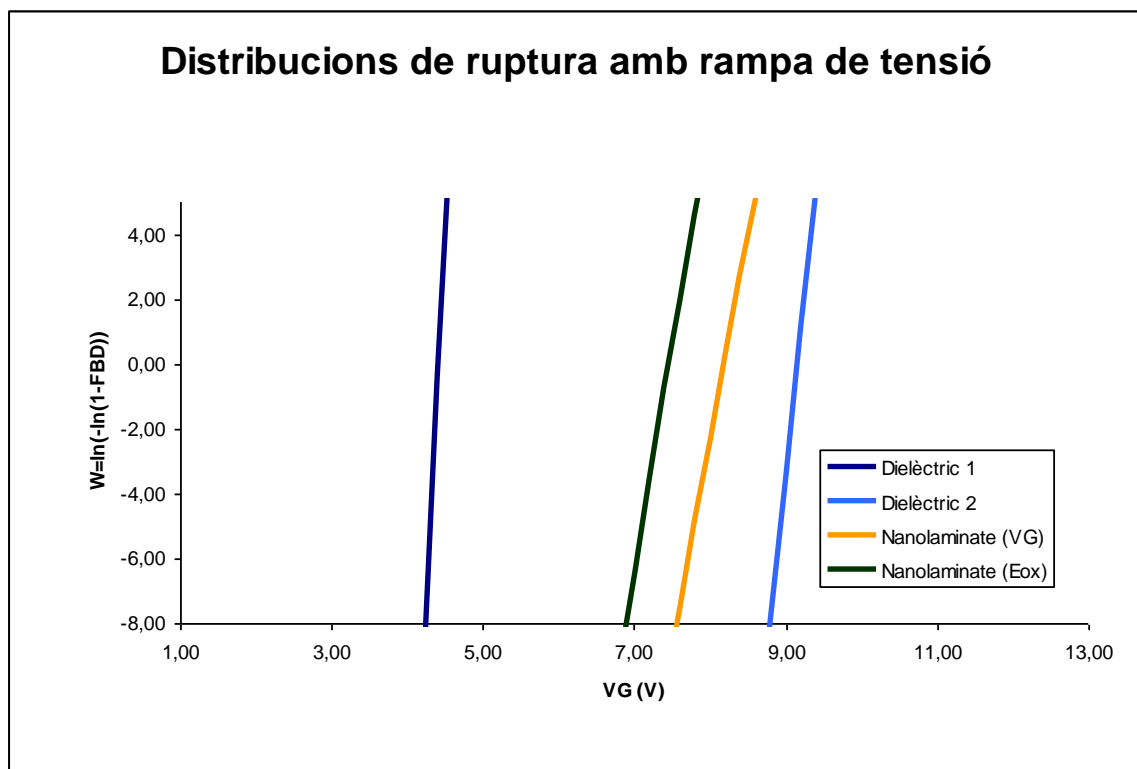
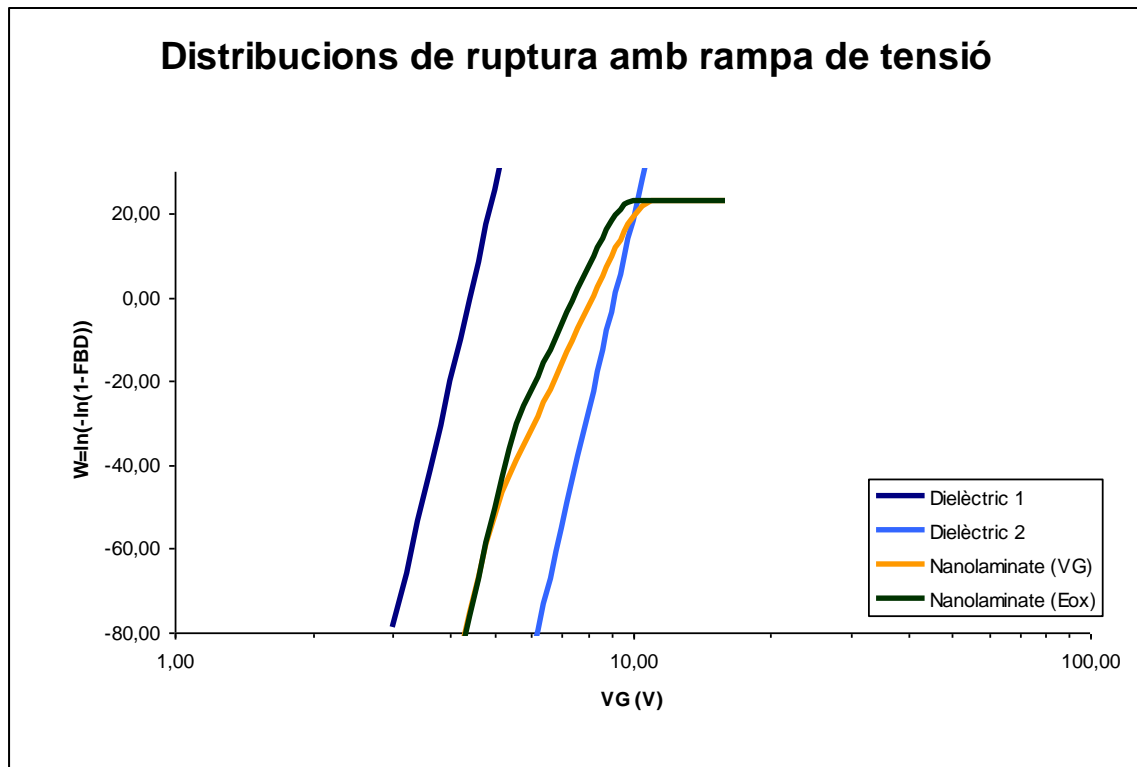


Figura 5-3 - Comparació de les distribucions de ruptura d'un dielèctric multicapa segons la variable que governa la generació de defectes. També es representen les distribucions dels aïllants per separat. La simulació s'ha realitzat amb $m=40$, $V_C=7$ V, $\alpha=0.5$, $n_1=n_2=10$, $n'_1=n'_2=5$, $N_{PATH}=1 \times 10^{10}$, $\tau_1=1 \times 10^{-10}$ s i $\tau_2=1 \times 10^3$ s, $\eta_1=0.45$ i $\eta_2=0.55$.

Per contra, a la Figura 5-4, es fa la comparació dels models amb $\eta_1=0.33$ i $\eta_2=0.67$, sense modificar la resta de paràmetres.

Amb aquestes condicions, les tensions de transició pel model amb el camp elèctric són $V'_{TV1}=7.40V$ i $V'_{TV2}=7.69V$. Aquests valors són tant propers que a la distribució només es distingeixen dos trams, un on tots dos materials es troben en baixos percentatges de degradació, i un altre on tots dos materials ja han passat a alts percentatges de degradació. Així doncs, la distribució segueix sent linialitzable en el marc d'interès, però amb unes aproximacions diferents.

La conclusió que es pot extreure és que pel model amb camp elèctric, tot i disposar d'un aïllant multicapa format per dos materials amb velocitats de degradació molt diferents, no es pot determinar en quin estat de degradació es trobarà cada material sense conèixer els valors dels espessors de cada capa, així com les constants dielèctriques de cada material (per calcular η). I per tant no es poden fer directament les aproximacions que havíem considerat pel model basat en V_G .

D'altra banda, comparant els models amb tensió i camp elèctric, s'observa com el dielèctric nanolaminat es degrada a més velocitat, i la ruptura es produeix abans, sota el model que considera el camp elèctric com a variable que governa la generació de defectes.

I per últim, cal remarcar que el pendent de la distribució, en la finestra d'observació, és diferent en tots dos models. Serà precisament aquest paràmetre el que, al comparar els models amb els resultats experimentals, ens permetrà decidir quina hipòtesi s'ajusta més a la realitat.

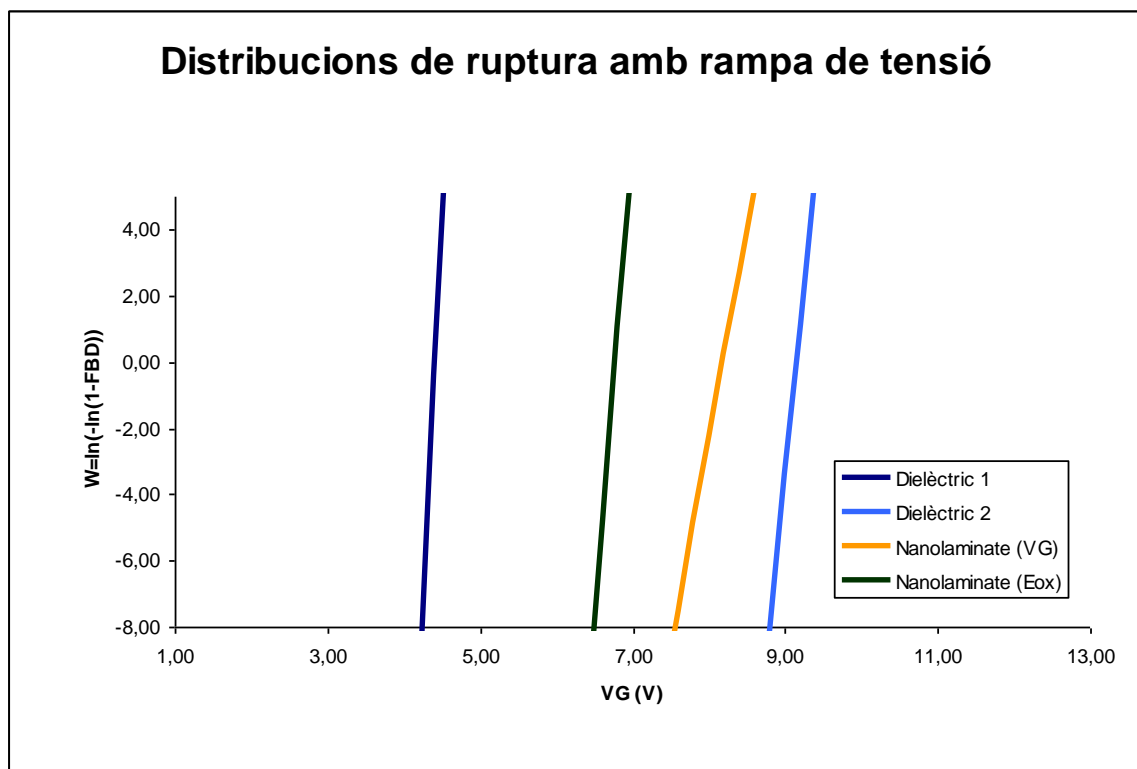
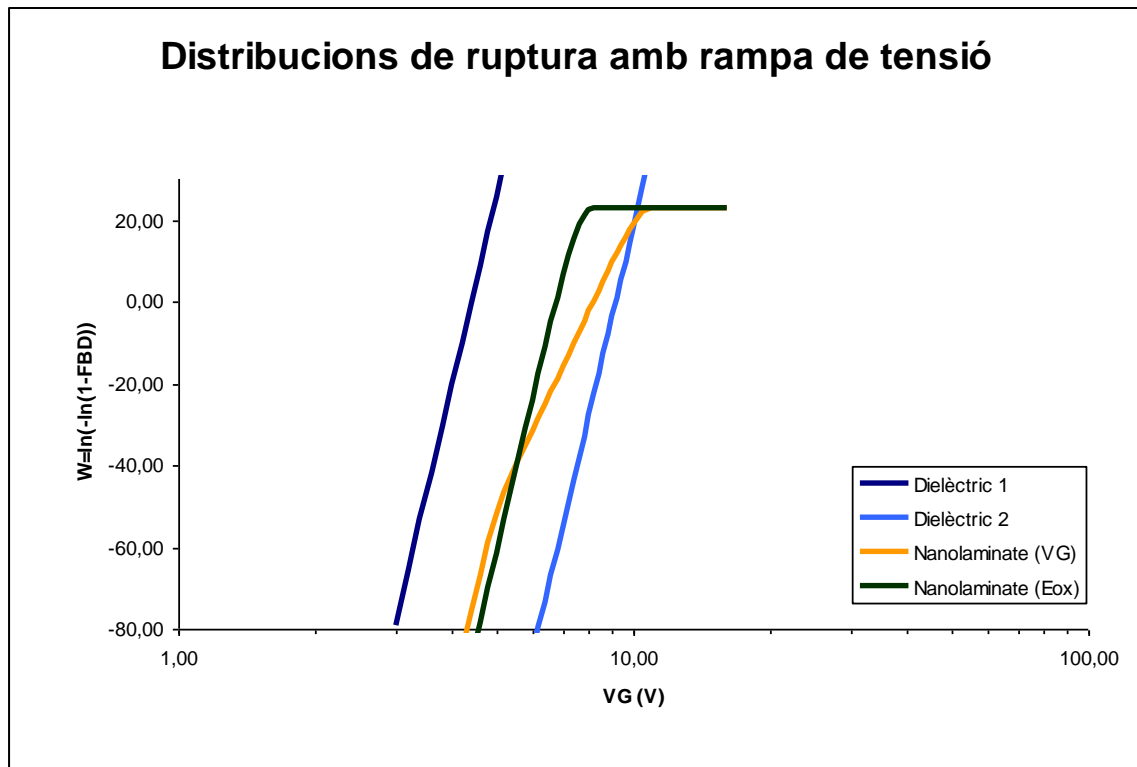


Figura 5-4 - Comparació de les distribucions de ruptura d'un dielèctric multicapa segons la variable que governa la generació de defectes. També es representen les distribucions dels aïllants per separat. La simulació s'ha realitzat amb $m=40$, $V_C=7$ V, $\alpha=0.5$, $n_1=n_2=10$, $n'_1=n'_2=5$, $N_{PATH}=1 \times 10^{10}$, $\tau_1=1 \times 10^{-10}$ s i $\tau_2=1 \times 10^3$ s, $\eta_1=0.33$ i $\eta_2=0.67$.

6 MESURES EXPERIMENTALS

En aquest capítol, es fa un recull dels resultats obtinguts de les mesures experimentals realitzades, que ens permetran comprovar la validesa (si més no, en el marc dels experiments realitzats) dels models desenvolupats per determinar la fiabilitat dels dispositius MOS nanolaminats. Cal esmentar que les mesures utilitzades en aquest projecte, són fruit dels experiments realitzats en altres projectes duts a terme pel mateix departament [13].

Inicialment, es fa una breu introducció al sistema de mesura emprat en aquest tipus d'experiments. D'altra banda, es detalla el tipus de mostres analitzades, així com les condicions sota les quals s'han realitzat les mesures. Posteriorment, es presenten les distribucions de ruptura obtingudes dels experiments.

També es presenta la justificació dels valors donats als diferents paràmetres necessaris en els models teòrics desenvolupats, per tot seguit entrar de ple en l'anàlisi de les distribucions.

El primer pas, serà determinar el factor d'acceleració del temps de ruptura, amb la tensió aplicada (m). Un cop ajustat aquest paràmetre es podrà fer la comparació de la distribució de ruptura experimental, del dielèctric nanolaminat, amb les distribucions resultants d'aplicar els models percolatius.

Es consideren dos models. D'una banda, el model percolatiu que té en compte la tensió aplicada a la porta, com a variable que domina la generació de defectes al dielèctric (apartat 4). I de l'altra, el model on és el camp elèctric en cada una de les capes que formen el dielèctric, el que governa la generació de defectes (apartat 5.2).

6.1 Sistema emprat per realitzar les mesures

La fiabilitat dels dispositius MOS, es caracteritza experimentalment, a través de la monitorització del corrent de fuites a través de la porta del dispositiu en qüestió. En condicions de treball normals, aquest corrent ha de ser molt petit. En canvi, quan es produeix la ruptura del dispositiu, s'observa un increment abrupte d'aquest corrent, ja que s'ha format el camí percolatiu, com mostra la Figura 1-3.

Així doncs, s'han d'estressar N mostres del mateix dispositiu, mesurant el corrent de porta de cada un d'ells, de manera que quan es produeixi el creixement dràstic d'aquest, s'haurà produït la ruptura de la mostra corresponent. Posteriorment, amb els valors del temps de ruptura (o tensió de ruptura) per cada mostra, es podrà obtenir directament la distribució de ruptura experimental del dispositiu.

La dificultat que es presenta en aquest tipus d'experiments radica en les dimensions dels dispositius a analitzar, es per això que les mesures es realitzen amb l'anomenada taula de puntes, mostrada a la Figura 6-1.

Aquest sistema es compon d'una superfície on se situa l'oblea amb les mostres a analitzar, la qual està connectada a una bomba de buit, per tal de mantenir l'oblea fortament subjecta i evitar petits moviments d'aquesta. Aquesta base, a més, està mecanitzada, de manera que es pot controlar el seu moviment a través d'un ordinador que governa tot el sistema. Serà amb aquest moviment que triarem les mostres a analitzar.

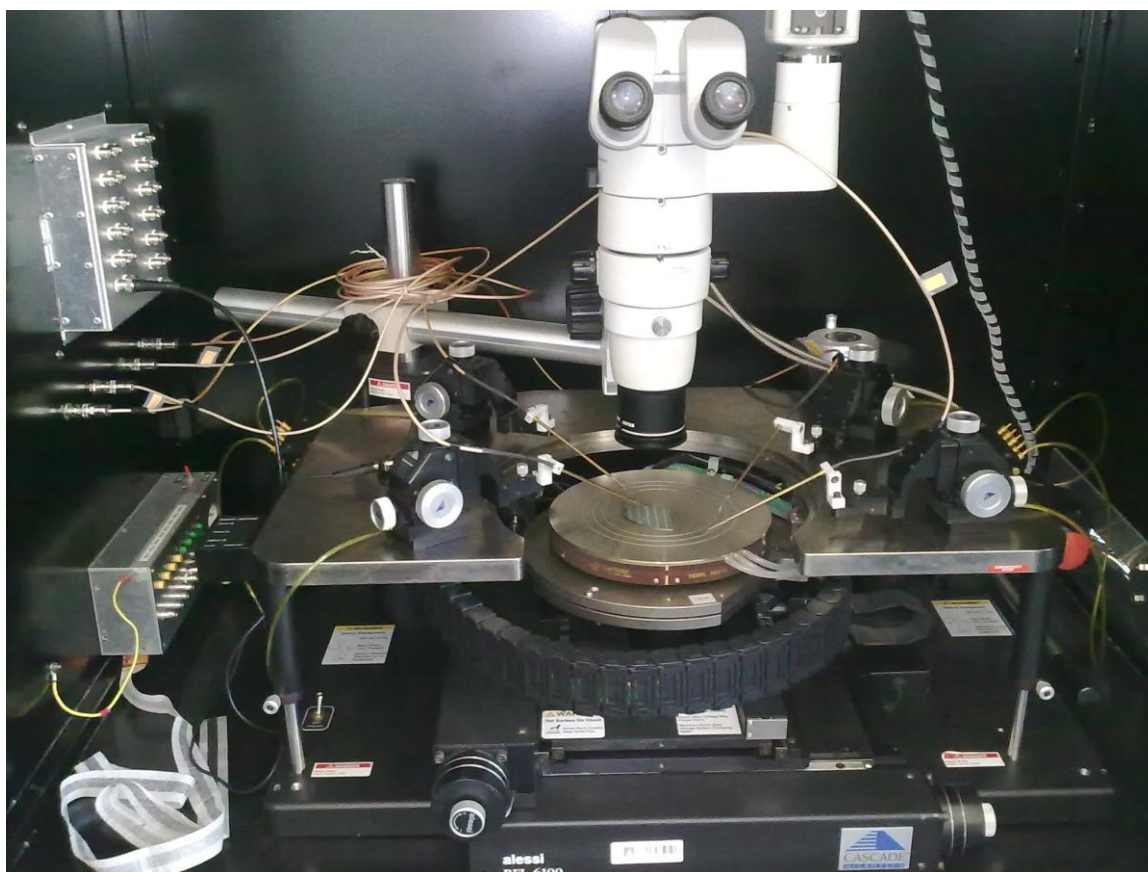


Figura 6-1 – Taula de puntes utilitzada per realitzar les mesures experimentals.

D'altra banda, el sistema disposa de quatre puntes, com es pot observar a la Figura 6-2, que ens permeten aplicar l'estrès a les mostres, així com realitzar les mesures adients.

Per últim, el microscopi situat just a sobre de la base on es fixa l'oblea, ens permet visualitzar per computador, les mostres que hem d'analitzar, per tal de situar les puntes en els punts de mesura concrets de manera precisa. Òbviament, els mecanismes que mouen les puntes, també són controlats per ordinador.

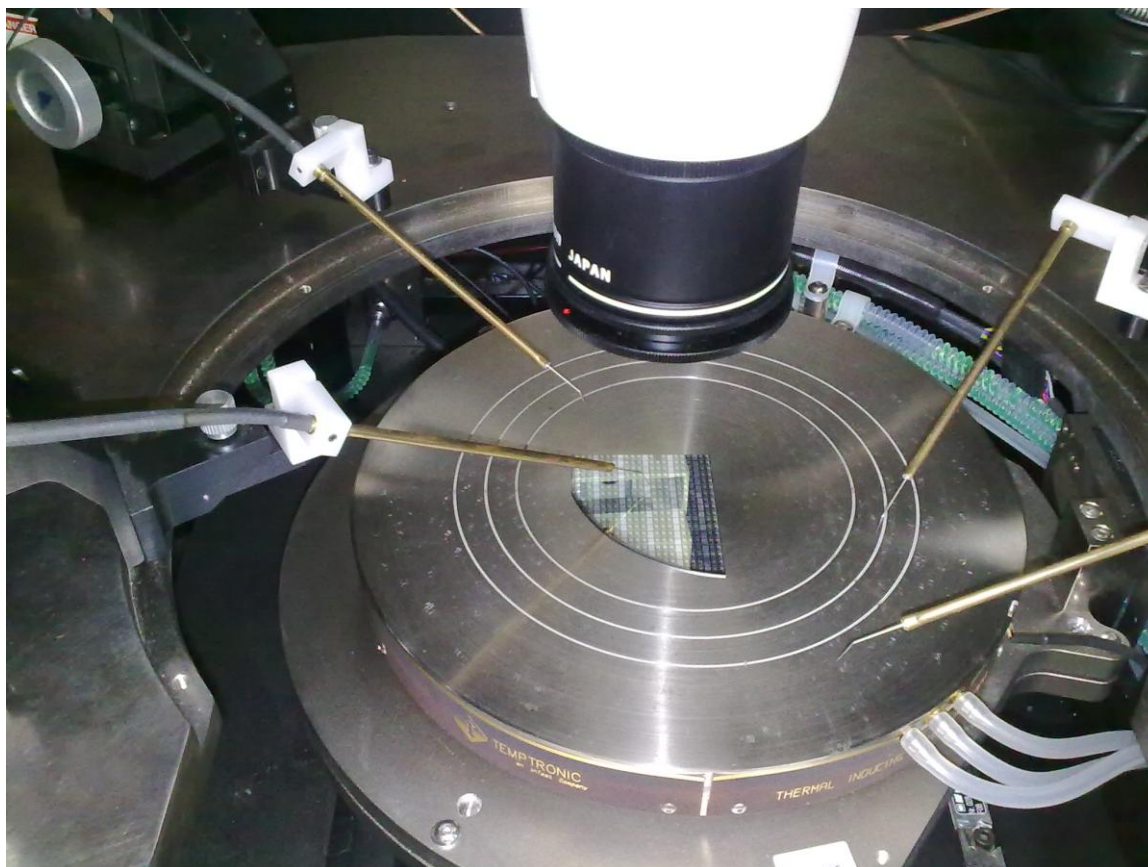


Figura 6-2 – Oblea preparada per realitzar les mesures corresponents.

6.2 Distribucions de ruptura experimentals

S'han analitzat tres tipus de dispositius, amb l'objectiu de caracteritzar la seva fiabilitat. D'una banda es disposava de mostres de dispositius MOS amb un dielèctric format per HfO_2 , així com de dispositius amb el dielèctric Al_2O_3 . Per últim, es van analitzar mostres d'un dispositiu MOS amb un dielèctric nanolaminat, format per capes alternades de HfO_2 i Al_2O_3 .

Les àrees dels dispositius formats amb un dielèctric d'una sola capa, són de 120 μm x 120 μm , mentre que l'àrea del dispositiu nanolaminat és de 80 μm x 80 μm . Això no és un problema a l'hora de comparar les distribucions de ruptura, ja que tal i com es va explicar a l'apartat 1.4, un canvi en l'àrea de la mostra analitzada, repercuteix en un desplaçament vertical de la seva distribució, així que els resultats que es presenten a continuació ja han estat extrapolats a una àrea de 120 μm x 120 μm per totes les mostres.

Tot seguit, es presenten les distribucions de ruptura obtingudes experimentalment. Aquestes corresponen a les distribucions per cada un dels dispositius exposats anteriorment, aplicant una rampa de tensió $V_G = Rt$ amb $R=0.37$ V/s, i a la distribució de ruptura del dielèctric nanolaminat sota un estrès de tensió constant, amb $V_C=7\text{V}$.

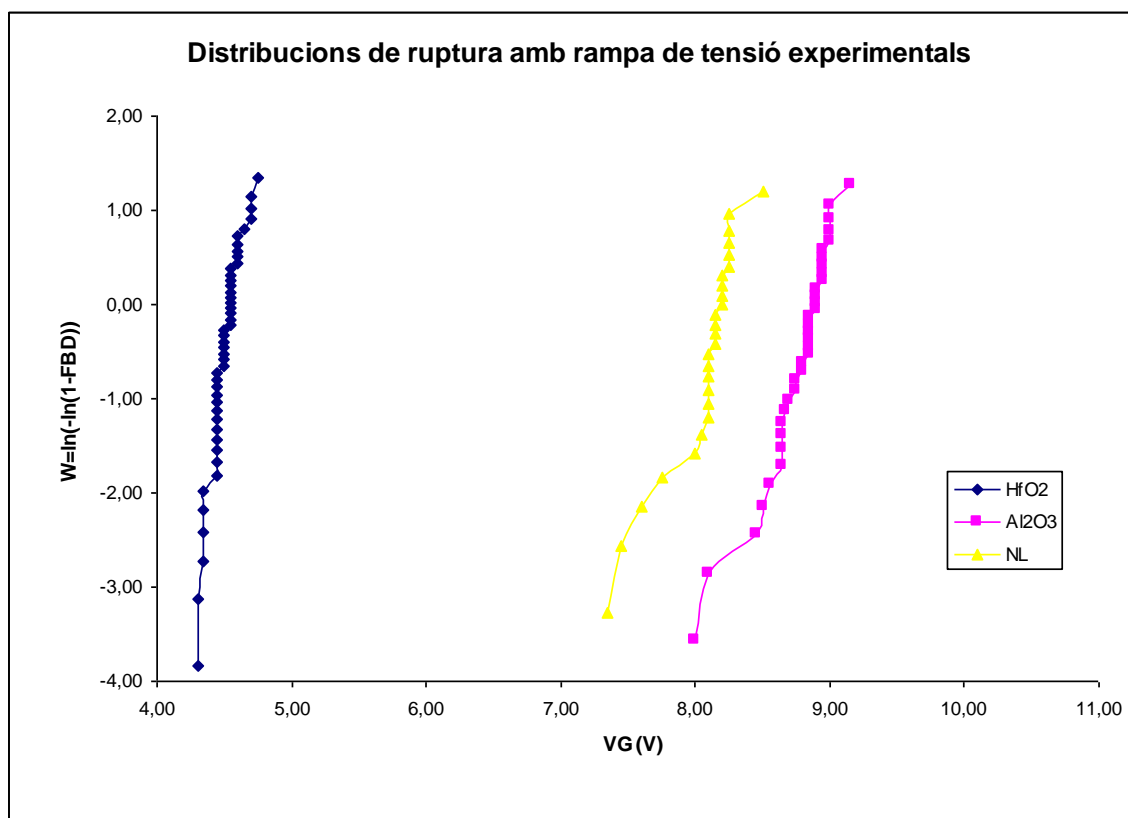


Figura 6-3 – Distribucions de ruptura experimentals, aplicant una rampa de tensió amb $R=0.37$ V/s, dels dispositius MOS formats amb un dielèctric de HfO_2 , Al_2O_3 , i nanolaminat, d'àrea 120 μm x 120 μm .

Es pot observar, a la Figura 6-3, com la tensió de ruptura del dielèctric multicapa, queda situada entre les tensions de ruptura dels dielèctrics per separat. D'altra banda, es veu com el temps de ruptura del material nanolaminat s'acosta al del dielèctric més resistent (Al_2O_3). D'igual manera, el seu pendent també s'assembla al de la distribució de l'alumina.

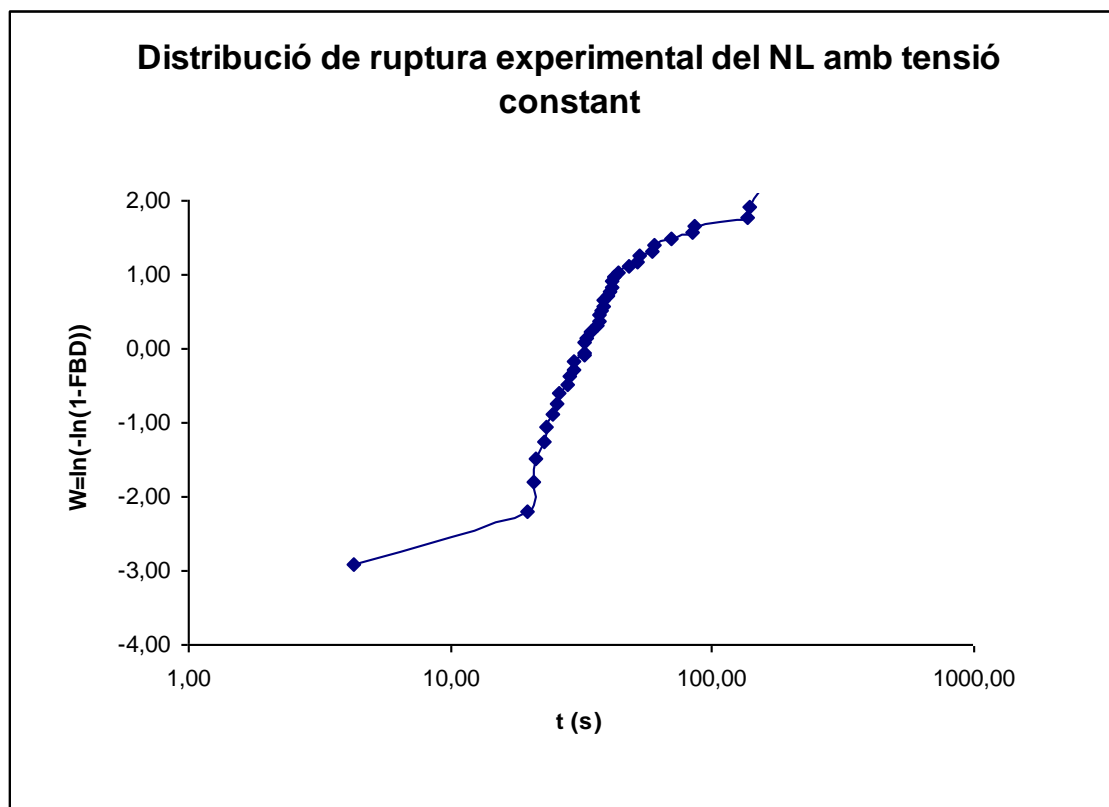


Figura 6-4 – Distribució de ruptura experimental del dielèctric nanolaminat, d'àrea $120\ \mu\text{m} \times 120\ \mu\text{m}$, aplicant un estrès a tensió constant $V_C=7\ \text{V}$.

6.3 Equivalència entre temps de ruptura i càrrega injectada

En aquest punt, és important exposar una consideració que no s'havia tingut present en el desenvolupament teòric del model percolatiu. Inconscientment, des del principi s'ha fet una aproximació, que afortunadament, les mesures experimentals han revelat que és vàlida en el cas particular estudiat en aquest projecte.

La fiabilitat del dispositiu MOS es pot caracteritzar, tant en funció del temps de ruptura τ , com en funció de la càrrega injectada necessària per donar-se la ruptura. L'equivalència entre ells ve donada per

$$\tau = \tau_0 V_G^{-m} \propto \frac{Q_{BD}}{J} \quad \text{Eq 6-1}$$

$$Q_{BD} \propto \xi_0 V_G^{-n} \quad \text{Eq 6-2}$$

$$J = a V_G^b \quad \text{Eq 6-3}$$

La càrrega injectada, Q_{BD} , depèn de l'eficiència de generació de defectes dels electrons injectats en el dielèctric estudiat, ξ_0 , mentre que el corrent, J , queda controlat en gran part per la interfície d'injecció. De les expressions anteriors se'n dedueix que $m=n+b$.

D'aquesta manera, si l'estudi es centrés en dispositius amb la mateixa interfície d'injecció, es podria fer una equivalència directa entre el temps i la càrrega injectada, ja que els paràmetres que controlen J no variarien. Però en el cas estudiat en aquest projecte, la interfície de cada un dels dispositius analitzats és diferent, ja que el dielèctric està format per diferents materials.

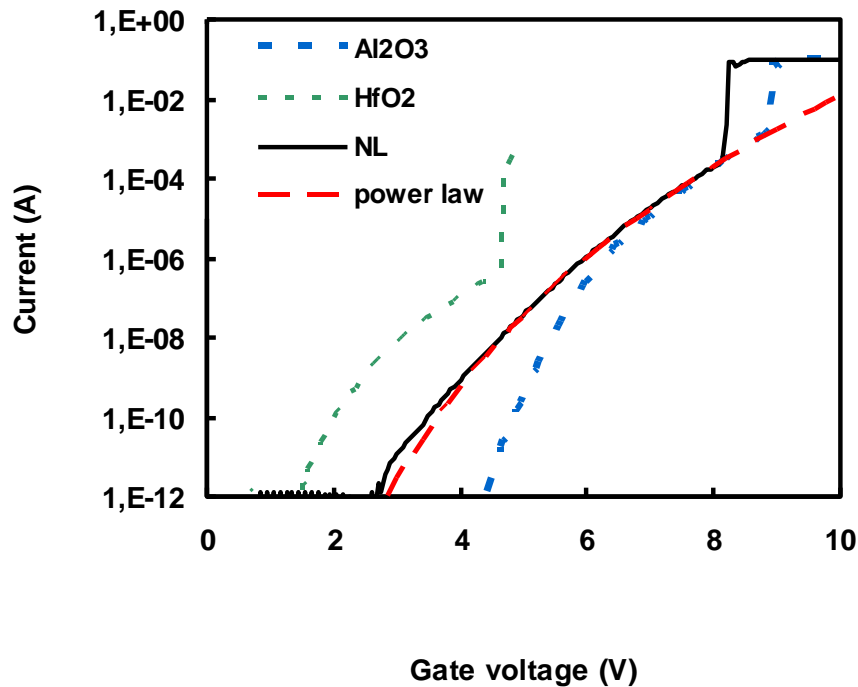


Figura 6-5 – Comparació entre les diferents característiques $I(V_G)$ pels diferents dielèctrics

Afortunadament, com mostra la Figura 6-5, sota les condicions concretes amb les que s'han treballat, i els dispositius estudiats, es pot fer aquesta equivalència, ja que les característiques $I(V_G)$ tendeixen a coincidir en la zona d'interès. Fixem-nos que això es degut a que, com ja s'ha explicat en els capítols anteriors, la ruptura del dispositiu nanolaminat queda governada principalment pel material aïllant que pateix una degradació més lenta, en aquest cas el Al_2O_3 , de manera que és la seva interfície la que determina els paràmetres a i b en l'Eq 6-3.

6.4 Determinació del factor d'acceleració m

Relacionant les distribucions de ruptura obtingudes, experimentalment, del material nanolaminat, aplicant un estrès a tensió constant, i posteriorment aplicant una rampa de tensió, es pot obtenir el factor d'acceleració del temps de ruptura en funció de la tensió aplicada. Com descriu l'Eq 2-13:

$$\tau = \tau_0 V_G^{-m}$$

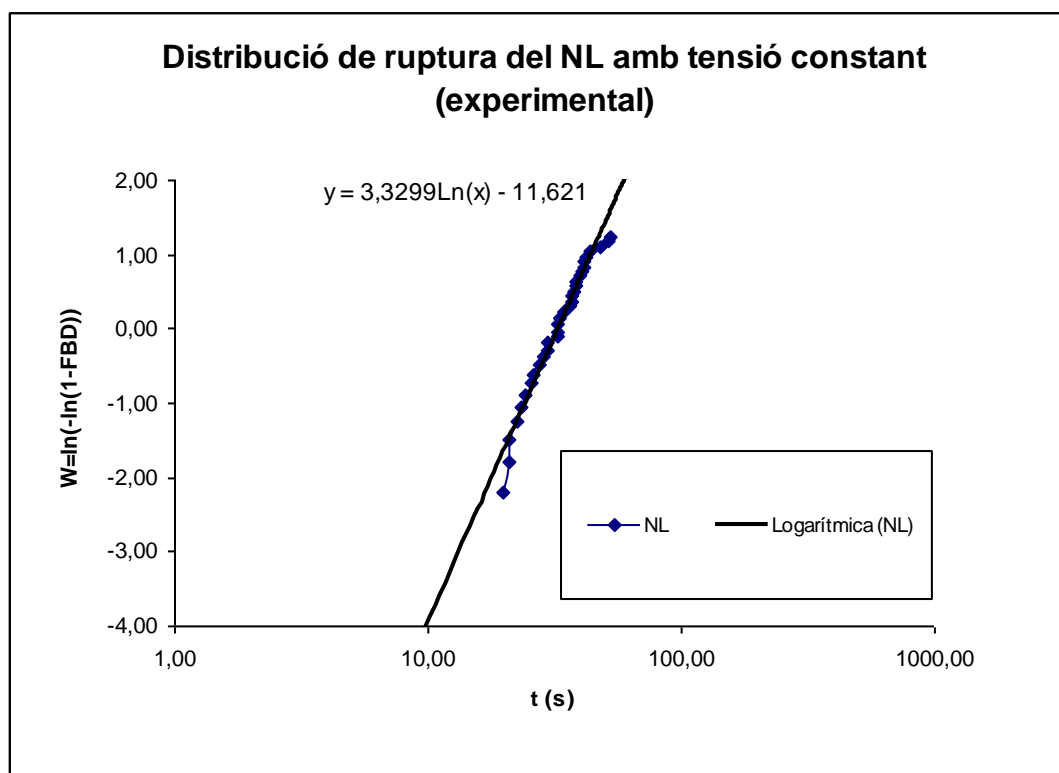


Figura 6-6 - Distribució de ruptura experimental del dielèctric nanolaminat, d'àrea $120\ \mu m \times 120\ \mu m$, aplicant un estrès a tensió constant $V_G=7V$, i descartant els punts amb més dispersió. També es representa la regressió lineal.

Observant la Figura 6-3 i la Figura 6-4, es pot veure com algunes de les mostres tenen una gran dispersió respecte del gruix de les mostres analitzades. És per això que a l'hora d'ajustar linealment les distribucions experimentals, es poden descartar certs punts dels extrems, sense que això resti consistència als resultats obtinguts.

Per tal d'extreure el factor d'acceleració m , es parteix de la distribució de ruptura realitzada a partir dels experiments amb tensió constant, representada a la Figura 6-6, a la qual se li aplica una regressió lineal, descartant aquells punts amb una gran dispersió.

Les Eq 3-15 i Eq 3-17, que es reproduïxen a continuació, relacionaven els paràmetres de la distribució de ruptura d'un dispositiu sota un estrès amb rampa de tensió, amb els paràmetres de la distribució del mateix dispositiu quan se li aplica un estrès a tensió constant.

$$\beta_v = \beta(m+1)$$

$$V_v = [\tau(m+1)V_c^m R]^{\frac{1}{m+1}}$$

Amb un estrès a tensió constant, la distribució de ruptura seguia una funció de Weibull, descrita per Eq 1-5:

$$W(t) = \beta \ln\left(\frac{t}{\tau}\right)$$

Mentre, que si l'estrès aplicat correspon a una rampa de tensió, la distribució de ruptura, segons Eq 3-13, és:

$$W(V_G) = \beta_v \ln\left(\frac{V_G}{V_v}\right)$$

Comparant l'Eq 1-5, amb l'expressió donada per la regressió lineal, a la Figura 6-6, es poden identificar els paràmetres de la distribució experimental, amb estrès de tensió constant, sent $\beta=3.33$ i $\tau=32.78$ s.

Amb aquests valors, i amb les Eq 3-15 i Eq 3-17, es poden calcular els paràmetres de la distribució de ruptura, per un estrès amb rampa de tensió, en funció del valor del factor d'acceleració m , tenint present que $V_c=7$ V i $R=0.37$ V/s.

La Figura 6-7 mostra la distribució de ruptura experimental, amb la tria dels punts adients, i a la qual se li ha aplicat una regressió lineal, per tal de poder comparar el resultat amb la distribució de ruptura, representada a partir dels paràmetres obtinguts amb les expressions teòriques.

D'aquesta manera podem seleccionar el factor d'acceleració m , que ajusta la representació teòrica, als resultats experimentals. Tal com es mostra a la figura, per un valor de $m=23$, tant el pendent, com el factor d'escala de les distribucions, coincideixen perfectament.

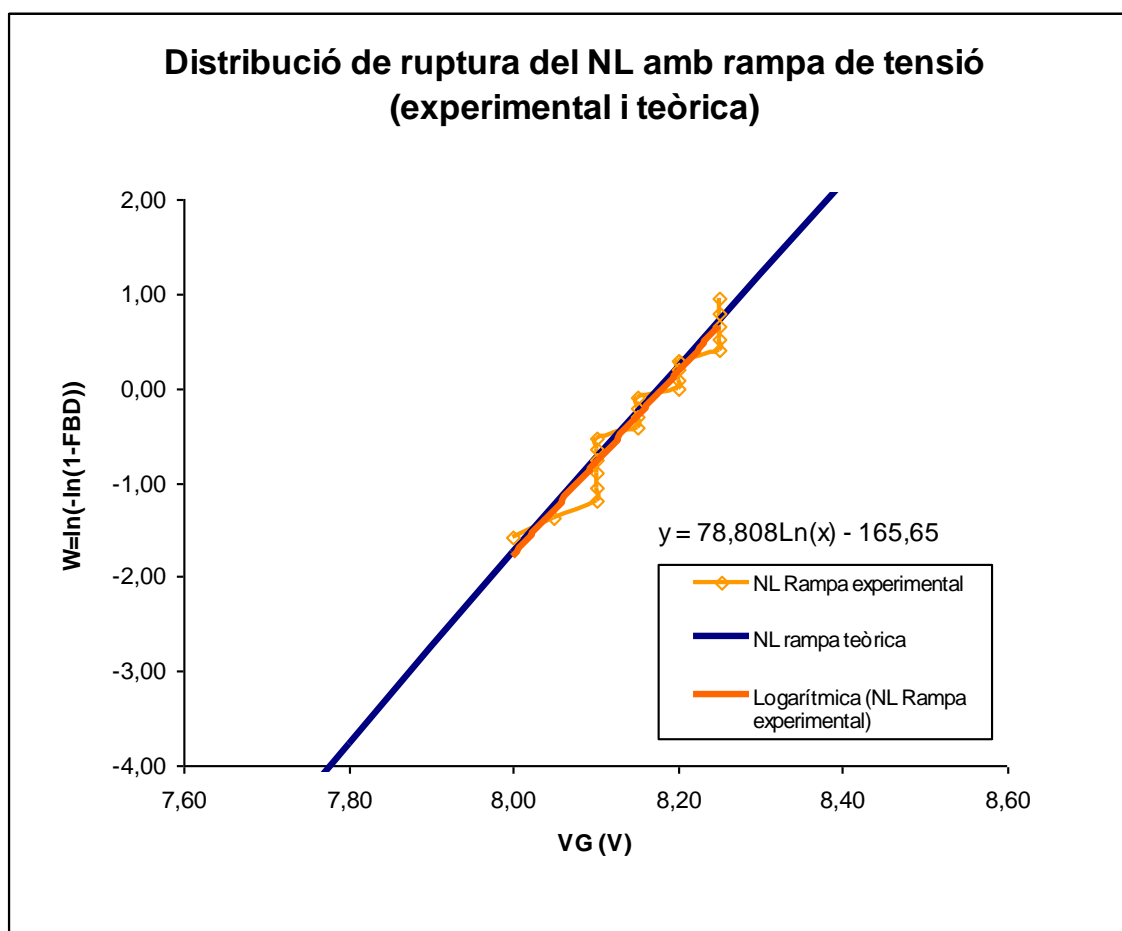


Figura 6-7 – Comparació entre les distribucions de ruptura experimental (amb la regressió lineal logarítmica) del material nanolaminat, i la distribució teòrica, amb $m=23$.

6.5 Ajust dels resultats experimentals amb els models percolatius

Finalment, en aquest apartat, es presenta la metodologia seguida per extreure la distribució de ruptura del dielèctric nanolaminat, a partir dels paràmetres obtinguts dels experiments realitzats sobre els materials per separat.

L'objectiu final és representar les distribucions pels diferents models estudiats, per posteriorment poder comparar-los amb els resultats experimentals.

De la Figura 6-3, on es representen les distribucions experimentals pels diferents materials, se'n poden extreure els paràmetres que descriuen les seves distribucions, β_v i V_v , amb:

$$W(V_G) = \beta_v \ln\left(\frac{V_G}{V_v}\right)$$

Tal com s'ha explicat en l'apartat anterior, dels resultats experimentals se'n pot fer una destria dels punts que s'allunyen de la tendència normal dels resultats obtinguts. Segons quin interval de punts es triï es pot reajustar el pendent, β_v , de la distribució. Uns valors que ajusten bé aquestes distribucions són:

- HfO_2 : $\beta_{v1}=70$ i $V_{v1}=4.56$ V
- Al_2O_3 : $\beta_{v2}=70$ i $V_{v2}=8.90$ V

A la Figura 6-8, es pot observar com amb aquests valors, s'ajusta la distribució lineal sobre els resultats experimentals.

Un cop hem determinat, a partir dels experiments, aquests paràmetres, podem aplicar els models analítics percolatius per extreure la distribució de ruptura del material nanolaminat.

Pel model amb V_G com a responsable de la generació de defectes a l'òxid, les expressions que ens relacionen la ruptura del dielèctric multicapa, amb les distribucions dels aïllants per separat, descrites a l'apartat 4.3, són:

$$W(V_G) = \beta'_v \ln\left(\frac{V_G}{V'_v}\right)$$

$$\beta'_v = (m+1)\alpha_2 n'_2 = \beta_{v_2} \frac{t'_{OX_2}}{t_{OX_2}}$$

$$V'_v = N'_{PATH} \frac{1}{\beta'_v} V_{TV_2}$$

$$V_{TV_2} = V_{v_2} N_{PATH} \frac{1}{\beta_{v_2}}$$

Podem determinar el valor N_{PATH} (es considera $N_{PATH}=N'_{PATH}$), a partir del tamany aproximat d'un defecte en el model percolatiu, extret de [11] i [12]. La generació d'un defecte està relacionada amb la manca d'oxigen en un punt del dielèctric. Queda demostrat que aquesta deficiència d'oxigen, necessària per la generació d'un defecte, es dona en un àrea d'aproximadament 10 nm x 10 nm. Per tant, podem fixar el tamany d'un defecte com $\sigma=1 \times 10^{-12} \text{ cm}^2$, i com que l'àrea dels dispositius estudiats s'ha fixat en $A_{OX}=1.44 \times 10^{-4} \text{ cm}^2$, el nombre de camins percolatius en l'òxid és:

$$N_{PATH} = \frac{A_{OX}}{\sigma} = \frac{1.44 \times 10^{-4} \text{ cm}^2}{1 \times 10^{-12} \text{ cm}^2} = 1.44 \times 10^8$$

Per tant, el paràmetre que controla la distribució de ruptura final, fixats β_{v_2} , V_{v_2} i

N_{PATH} , és la relació entre espessors de la capa de Al_2O_3 , $\frac{t'_{OX_2}}{t_{OX_2}}$.

D'altra banda, pel model on es considera el camp elèctric en cada capa del dielèctric, s'ha de representar la distribució completa, tal com s'ha raonat a l'apartat 5.2. Les expressions per determinar la ruptura aplicant aquest model són:

$$W(V_G) = \ln(N_{PATH}) + n'_1 \ln \left[1 - \exp \left(- \left(\frac{V_G}{V'_{TV_1}} \right)^{\alpha_1(m+1)} \right) \right] + n'_2 \ln \left[1 - \exp \left(- \left(\frac{V_G}{V'_{TV_2}} \right)^{\alpha_2(m+1)} \right) \right]$$

$$n'_1 = \frac{\beta_{v_1}}{\alpha_1(m+1)} \left(\frac{t'_{OX1}}{t_{OX1}} \right) \text{ i } n'_2 = \frac{\beta_{v_2}}{\alpha_2(m+1)} \left(\frac{t'_{OX2}}{t_{OX2}} \right)$$

$$V'_{TV1} = \eta_1 \frac{1}{\frac{m}{m+1}} \left(\frac{t'_{OX1}}{t_{OX1}} \right)^{\frac{m}{m+1}} V_{TV1} \text{ amb } \eta_1 = \frac{1}{1 + \frac{K_1 t'_{OX2}}{K_2 t'_{OX1}}}$$

$$V'_{TV2} = \eta_2^{-\frac{m}{m+1}} \left(\frac{t'_{OX2}}{t_{OX2}} \right)^{\frac{m}{m+1}} V_{TV2} \text{ amb } \eta_2 = \frac{1}{1 + \frac{K_2 t'_{OX1}}{K_1 t'_{OX2}}}$$

Els factors de degradació α no són uns paràmetres determinants, ja que el seu valor té un paper poc rellevant des del punt de vista de l'objectiu que perseguim, que no és un altre que aconseguir ajustar els diferents paràmetres, de tal forma que les distribucions de ruptura teòriques coincideixin amb les experimentals. De fet, variar el valor de α , només implica una major o menor suavitat en les transicions que es donen entre els diferents trams que componen la distribució de ruptura. En aquest projecte s'ha fixat un valor habitual de $\alpha=0.5$.

D'altra banda, pels valors de les constants dielèctriques dels aïllants per separat, s'ha considerat que $K_1(\text{HfO}_2)=20$ i $K_2(\text{Al}_2\text{O}_3)=9$.

Així doncs, el paràmetre que permet controlar la distribució d'aquest model, torna a ser la relació d'espessor de les capes en el dielèctric nanolaminat, amb els espessors dels aïllants per separat, $\frac{t'_{OX1}}{t_{OX1}}$ i $\frac{t'_{OX2}}{t_{OX2}}$.

La Figura 6-8 mostra els resultats d'aplicar els dos models amb els valors descrits anteriorment, i amb una relació d'espessors igual a la proporcionada pel fabricant de les mostres analitzades, $\frac{t'_{OX1}}{t_{OX1}} = \frac{40}{100}$ i $\frac{t'_{OX2}}{t_{OX2}} = \frac{60}{95}$.

Amb aquestes condicions, tots dos models proporcionen unes distribucions de ruptura ("NL V_G model" i "NL E_{OX} model" a la figura) amb un factor d'escala molt similar, però amb pendent sensiblement diferents. De tota manera cap dels dos models s'ajusta bé als resultats experimentals ("NL experimental" a la figura).

Però les distribucions extreïdes dels models analítics, són molt sensibles a petits canvis en les relacions d'espessors. A més, les tècniques de mesura dels espessors finals són força imprecises en aquestes escales, i d'altra banda és habitual tenir diferents gruixos al llarg d'una mostra, per les imperfeccions de les tecnologies de fabricació dels dispositius.

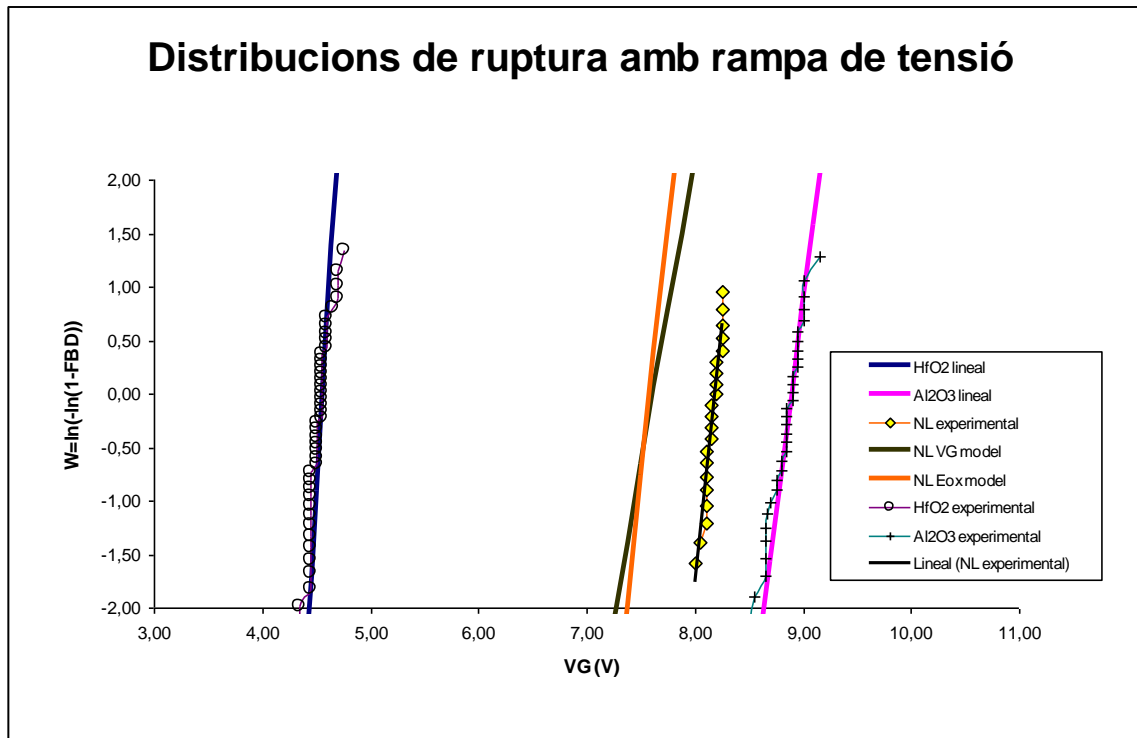


Figura 6-8 - Distribucions de ruptura amb rampa de tensió, on es representen els resultats experimentals pel HfO_2 , el Al_2O_3 , i el material multicapa (NL). També es representen les distribucions lineals dels materials per separat, suposant $\beta_{v1}=70$ i $V_{v1}=4.56$ V, i $\beta_{v2}=70$ i $V_{v2}=8.90$ V. I finalment, a partir d'aquests valors, es representen les distribucions de ruptura del NL obtingudes de l'aplicació dels models amb V_G i amb E_{ox} com a variables, amb $t'_{ox1}/t_{ox1}=40/100$ i $t'_{ox2}/t_{ox2}=60/95$.

Per tant, és possible estudiar els efectes de petits canvis en les relacions d'espessors, sense estar fent cap hipòtesis poc coherent.

En aquest sentit, la Figura 6-9, mostra les distribucions obtingudes de l'aplicació dels models, amb $\frac{t'_{ox1}}{t_{ox1}} = \frac{40}{100}$ i $\frac{t'_{ox2}}{t_{ox2}} = \frac{65.2}{95}$, el que representa un increment del 8% en l'espessor t'_{ox2} .

Amb aquests valors, el model basat en el camp elèctric presenta una distribució de ruptura, ajustada perfectament als resultats experimentals. En canvi per ajustar el model basat en la tensió total aplicada a la porta, cal modificar els espessors de les capes en un percentatge més elevat, i tot i així el pendent sempre és força inferior a l'obtingut experimentalment, mentre que amb el model basat en E_{ox} , s'ajusta perfectament.

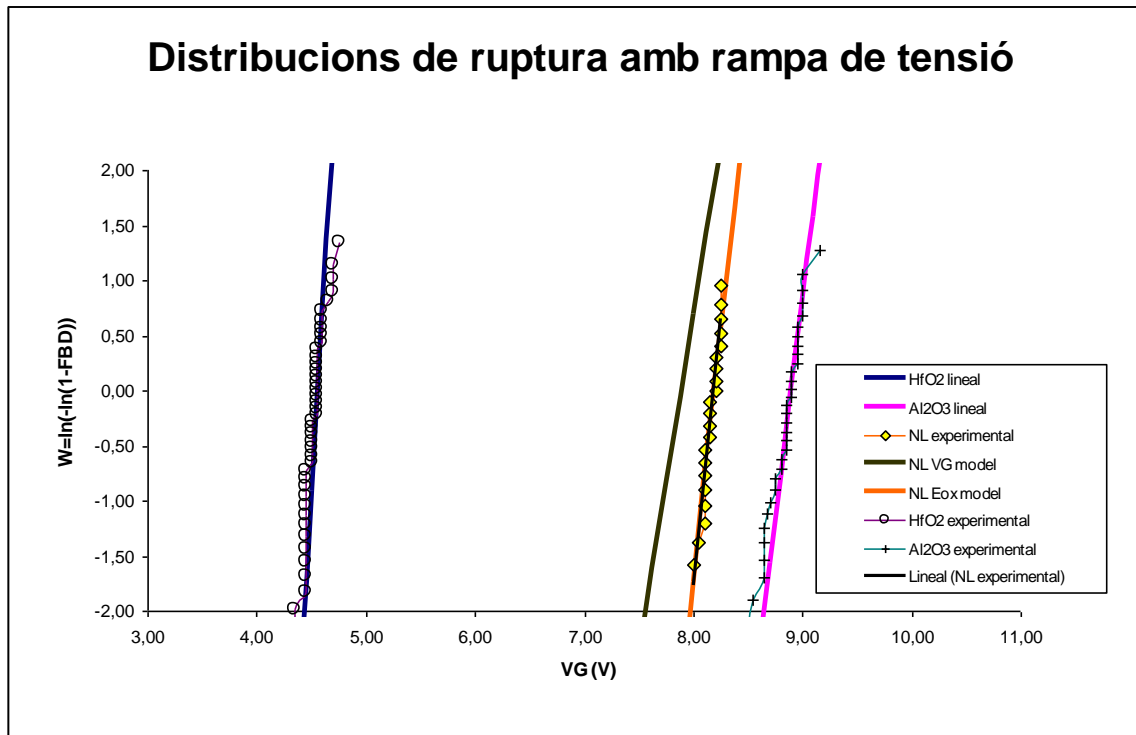


Figura 6-9 – Distribucions de ruptura amb rampa de tensió, on es representen els resultats experimentals pel HfO_2 , el Al_2O_3 , i el material multicapa (NL). També es representen les distribucions lineals dels materials per separat, suposant $\beta_{v1}=70$ i $V_{v1}=4.56$ V, i $\beta_{v2}=70$ i $V_{v2}=8.90$ V. I finalment, a partir d'aquests valors, es representen les distribucions de ruptura del NL obtingudes de l'aplicació dels models amb V_G i amb E_{ox} com a variables, amb $t'_{ox1}/t_{ox1}=40/100$ i $t'_{ox2}/t_{ox2}=65.2/95$.

6.6 Discussió dels resultats

L'objectiu era, a partir de les distribucions de ruptura dels aïllants per separat, obtingudes experimentalment, extreure la distribució de ruptura del material nanolaminat, de manera teòrica.

S'han desenvolupat dos models, un basat en V_G com a variable que controla la ruptura, i l'altre basat en E_{ox} . Per tal de determinar el nivell d'ajust amb la realitat de cada un d'ells, s'han comparat amb la distribució del material multicapa obtinguda experimentalment.

La principal conclusió que es pot extreure de la comparació dels models amb la distribució experimental, és que els resultats depenen fortament de l'espessor de cada un dels dos materials que componen el nanolaminat. En aquest sentit, en aquest

projecte no es tenia una gran certesa en el valor dels espessors de les mostres utilitzades, ja que les tècniques per determinar aquest paràmetre, en les escales utilitzades, són força imprecises. Així doncs, aquest és un paràmetre que ens permet una certa flexibilitat a l'hora d'ajustar els resultats.

D'altra banda, s'han de contextualitzar els resultats obtinguts dintre de les limitacions dels models desenvolupats, ja que existeixen certs aspectes que no s'han tingut en compte per la complexitat que afegien en l'anàlisi. Com a punt més important, es pot destacar el fet de l'omissió de la capa de SiO_2 existent en la interfície entre el dielèctric nanolaminat i el substrat de Si. Aquesta capa sempre existeix, ja que es forma per oxidació natural del substrat, i no es pot eliminar. D'aquesta manera, un model més realista, però molt més complex, seria aquell que estudiés un dielèctric nanolaminat format per tres capes. De totes maneres, com a primera aproximació, els resultats obtinguts són prou satisfactoris.

Finalment, s'ha vist com dels dos models estudiats, clarament és el basat en E_{ox} el que millor s'ajusta als experiments realitzats, ja que amb variacions menors dels espessors de cada capa, s'ajusta el factor d'escala de la distribució, i sobretot perquè el pendent coincideix perfectament amb l'experimental, mentre que en el model basat en V_G no.

7 CONCLUSIONS

Partint del model percolatiu de cel·les per aïllants d'una sola capa, i aplicant la distribució estadística de Weibull, s'ha desenvolupat un model analític per descriure estadísticament la ruptura del dielèctric de porta del dispositiu MOS. El model és prou compacte, ja que les expressions obtingudes depenen de pocs paràmetres, que d'altra banda són fàcils d'interpretar a partir dels experiments realitzats.

Aquestes expressions per descriure la ruptura del dielèctric d'un dispositiu en qüestió, són de gran utilitat, ja que permeten extrapolar els resultats a altres dispositius amb el mateix tipus de dielèctric, però amb diferent àrea o espessor.

D'altra banda, s'ha establert una relació directa entre els paràmetres que descriuen la ruptura sota un estrès a tensió constant, amb els paràmetres que la descriuen quan l'estrès aplicat és una rampa de tensió. Aquest resultat és de vital importància, ja que la majoria dels experiments es realitzen aplicant rampa de tensió, perquè permet obtenir resultats en uns temps molt inferiors. En canvi, les condicions de funcionament dels dispositius en el seu ús habitual, són molt més semblants a un estrès a tensió constant.

L'objectiu principal del projecte era obtenir les expressions que caracteritzessin la ruptura d'un dielèctric format per capes alternades de dos materials high-K. S'ha començat estenent el model analític que ja havíem obtingut per aïllants d'una sola capa, a aïllants de dues capes, per tal d'obtenir les expressions que descriguessin la fiabilitat d'aquest tipus de dielèctrics, tot relacionant-les amb els paràmetres que descrivien la ruptura dels materials formant aïllants d'una sola capa. D'aquesta manera es pot descriure la ruptura del dielèctric nanolaminat, a partir d'experiments realitzats sobre els materials que el componen, per separat. Aquestes expressions també permeten predir quin pes tindrà cada un dels materials sobre el resultat final, així com quins són els paràmetres que ens permetrien modificar el resultat obtingut.

Amb l'objectiu de disposar de més alternatives, s'han desenvolupat altres models, aplicant els mateixos procediments, però partint d'hipòtesis diferents. Bàsicament s'han plantejat diverses alternatives sobre quina és la variable que controla la generació de defectes al dielèctric.

Finalment, amb els resultats experimentals dels que disposàvem, hem pogut comparar els models presentats, i comprovar quin s'ajustava millor a la realitat. Els

resultats obtinguts han estat molt satisfactoris, ja que tot i les limitacions del model estudiat, s'ha vist com les expressions finals són capaces de predir el resultat que s'obté en els experiments realitzats, per a la ruptura dels dielèctrics nanolaminats, que era l'objectiu principal del projecte.

8 REFERÈNCIES

- [1] Alvin W. Strong, Ernest Y. Wu, Rolf-Peter Vollertsen, Jordi Suñé, Giuseppe LaRosa, Stewart E. Rauch, III, Timothy D. Sullivan, *Reliability Wearout Mechanisms in Advanced CMOS Technologies*, IEEE Press Series on Microelectronic Systems 2009.
- [2] J. H. Stathis, *Percolation models for gate oxide breakdown*, Journal of Applied Physics Volume 86 Number 10, 1999.
- [3] Jordi Suñé, *New Physics-Based Analytic Approach to the Thin-Oxide Breakdown Statistics*, IEEE Electron Device Letters Volume 22 Number 6, 2001.
- [4] Jordi Suñé, Santi Tous, Ernest Y. Wu, *Analytical Cell-Based Model for the Breakdown Statistics of Multilayer Insulator Stacks*, IEEE Electron Device Letters Volume 30 Number 12, 2009.
- [5] Santi Tous, Ernest Y. Wu, Jordi Suñé, *A compact analytic model for the breakdown distribution of gate stack dielectrics*.
- [6] Mingte Lin, K. C. Su, *Correlation between TDDB and VRDB for Low-k dielectrics with Square E Model*, IEEE Electron Device Letters.
- [7] Shi-Jin Ding, Jun Xu, Yue Huang, Qing-Qing Sun, David Wei Zhang, Ming-Fu Li, *Electrical characteristics and conduction mechanisms of metal-insulator-metal capacitors with nanolaminated $Al_2O_3 - HfO_2$ dielectrics*, Applied Physics Letters 93, 2008.
- [8] S. C. Fan, J. C. Lin, A. S. Oates, *Accurate characterization on intrinsic gate oxide reliability using voltage ramp tests*, IEEE 44th Annual International Reliability Physics Symposium, 2006.
- [9] A. Kerber, L. Partisano, A. Veloso, G. Groeseneken, M. Kerber, *Reliability screening of high-k dielectrics based on voltage ramp stress*, Microelectronics Reliability 47, 2007.
- [10] M.-H. Cho, Y.S. Roh, C.N. Whang, K. Jeong, H.J. Choi, S.W. Nam, D.-H. Ko, J.H. Lee, N.I. Lee and K. Fujihara, *Dielectric characteristics of $Al_2O_3 - HfO_2$ nanolaminates on Si(100)*, Applied Physics Letters 81 Number 6, 2002.
- [11] X. Li, C. H. Tung, and K. L. Pey, *The radial distribution of defects in a percolation path*, Applied Physics Letters 93, 262902, 2008.
- [12] X. Li, C. H. Tung, and K. L. Pey, and V.L. Lo, *The physical origin of random telegraph noise after dielectric breakdown*, Applied Physics Letters 94, 132904, 2009.

[13] Carme Martínez Domingo, *Projecte Final de Carrera*, en elaboració a la data de lliurament d'aquest projecte.

9 ANNEXES

Com a annexes del projecte, s'adjunta un CD amb els fulls de càlcul utilitzats pels models analítics que es presenten:

- A l'arxiu "Escalats.xls" es presenta l'estudi de l'efecte que té sobre la distribució de ruptura d'un dielèctric d'una sola capa, el fet d'escalar-lo en espessor i àrea, així com l'efecte de variar la tensió d'estrès en cas que aquesta sigui constant. I per últim s'estudia l'efecte que té la variació del valor de la rampa R , quan l'estrès aplicat és una rampa de tensió.
- L'arxiu "Distribucions.xls" conté tres fulls de càlcul, corresponents a les representacions de les distribucions de ruptura de dos materials diferents, juntament amb la distribució de ruptura pel dielèctric nanolaminat compost pels dos materials, per poder comparar-les. El model aplicat és el que té en compte la tensió aplicada a la porta V_G com a variable que controla la generació de defectes. Les representacions corresponen a un estrès a tensió constant, a un estrès amb rampa de tensió en funció del temps, i per últim a un estrès amb rampa de tensió graficant en funció de la tensió.
- A l'arxiu "Distribucions models alternatius.xls" es mostren les distribucions de ruptura pels models alternatius estudiats, i pels diferents tipus d'estrès aplicats.
- I finalment, a l'arxiu "Comparació distribucions teòriques i experimentals.xls", es fa l'extracció del factor d'acceleració m , tot comparant les distribucions experimentals del dielèctric nanolaminat, amb tensió constant i rampa de tensió. Tot seguit es mostren les distribucions experimentals de les que es disposa, pels materials Al_2O_3 , HfO_2 , i del propi nanolaminat, per tal d'ajustar els paràmetres que finalment ens permetran representar les distribucions dels models estudiats, i comprovar quin dóna millors resultats.